LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

MESURES PHOTOMÉTRIQUES DE L'IONISATION DES TRAJECTOIRES DANS LES PLAQUES PHOTOGRAPHIQUES (MÉTHODE GÉNÉRALE ET QUELQUES APPLICATIONS)

Par G. KAYAS et D. MORELLET,

Laboratoire de Physique, École Polytechnique.

Sommaire. — On discute un procédé photométrique de mesure de l'ionisation des trajectoires dans les émulsions photographiques. Après une description détaillée de l'appareillage utilisé, on discute la technique de mesure (grandeur à mesurer, corrections utiles). Plusieurs exemples d'application (mesure de masses, détermination de charges) illustrent la méthode.

Introduction. — Les mesures classiques d'ionisation, dans les plaques photographiques nucléaires, sont basées sur le comptage de grains ou de lacunes. La tendance actuelle à se servir d'émulsions de plus en plus sensibles restreint considérablement le domaine d'application de ces méthodes. Ainsi pour des émulsions G_5 Ilford, la numération de grains ou groupes de grains n'est possible que pour des ionisations inférieures à quatre à cinq fois l'ionisation minima I_0. De même, la mesure du nombre des lacunes ou de leurs longueurs, en plus des grandes fluctuations qu'elles présentent, ne sont utilisables que dans une région comprise entre 6 et 30 I_0 environ.

Ces méthodes souffrent en outre d'une grande subjectivité et sont fastidieuses. Pour éliminer toute subjectivité des mesures, pour les accélérer, les rendre reproductibles et pour étendre leur domaine d'application, il est apparu très utile de développer de nouvelles techniques permettant de mesurer toutes les ionisations se présentant dans une plaque de grande sensibilité.

Nous voudrions exposer ici une de ces tentatives. Nous décrirons tout d'abord la méthode dans son ensemble puis nous l'illustrerons par quelques exemples d'application.

1. La méthode photométrique. — Dans les nouvelles méthodes, au lieu d'individualiser chaque grain, on préfère « intégrer » les grains sur une certaine longueur de trace, de manière à diminuer les fluctuations. La technique de ce type la plus immédiate consiste à mesurer la variation du flux lumineux transmis par une fente suivant que l'on projette ou non sur elle, au moyen d'un microscope, la trace à étudier.

De nombreux auteurs [1 à 5] ont utilisé ou utilisent une telle technique. Pour notre part, nous avons essayé de réaliser, dans cette voie, un appareillage de construction simple qui soit adaptable aux conditions très diverses se présentant dans les mesures pratiques d'ionisation et dans lequel les possibilités optiques du microscope soient utilisées au maximum.

Nous décrirons tout d'abord de manière assez détaillée le montage expérimental, puis nous discuterons la méthode de mesure utilisée, ainsi que les corrections appropriées à apporter.

1° Montage de mesure. — La figure 1 montre le schéma général du montage. Le flux lumineux transmis par la fente est envoyé sur la cathode d'un photomultiplicateur dont la dernière dinode est reliée, à travers un amplificateur continu, aux plaques verticales d'un oscilloscope cathodique. Le coefficient d'amplification utilisé est d'environ 600 000.

Le microscope est de type ordinaire (Koritzka) à platine tournante.

2° Balayage optique. — La fente utilisée (ou plus exactement son image dans le plan de la trace :

fente-image) étant, dans un but facile à comprendre, moins large que le diamètre moyen des grains, ne recouvre pas la trace sur toute son épaisseur. Il est

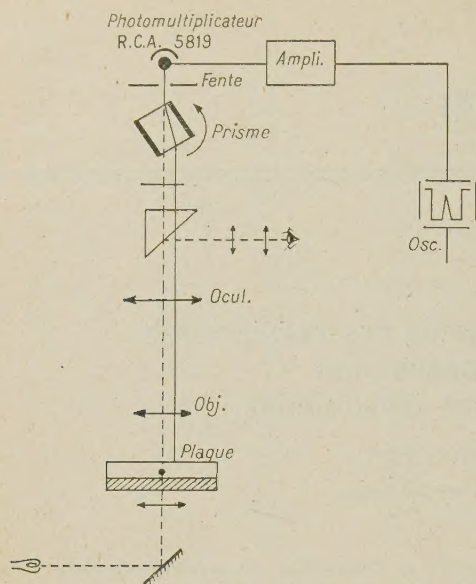


Fig. 1.

donc nécessaire de déplacer la fente perpendiculairement à la trace (ou vice versa) pour étudier la trace dans toute sa largeur.

Tous les auteurs cités ont utilisé un balayage par déplacement mécanique de la plaque, ce qui a pour inconvénient d'obtenir toujours la même surface balayée, quel que soit le grossissement utilisé. Pour des raisons de facilité de construction et de meilleure utilisation des divers grossissements objectifs, nous avons préféré utiliser un déplacement optique de la fente-image par un effet de lame à faces parallèles. Pour cela, entre l'oculaire microscopique et la fente, nous avons intercalé un prisme parallélipipédique de verre d'arête parallèle à la fente, pouvant tourner à vitesse constante autour de son grand axe. La section du prisme et le grossissement utilisé déterminent la largeur du champ balayé (*voir* tableau I).

Tableau I.

Grossissement objectif (x)....	10	20	43	97
Largeur balayée.............	120	55	30	13
Longueur de trace utilisée (μ)..	350	190	100	30
Largeur de la fente-image (μ). .	2	1	∼ 0,45	∼ 0,2

(grossissement oculaire 10 ×)

3° Mesure relative et mesure absolue. — Pour effectuer des mesures photométriques absolues, il est insuffisant d'opérer à éclairement du microscope constant; principalement pour les plaques à grande densité de phénomènes, on doit utiliser une intensité lumineuse de référence.

Dans ce but, nous avons noirci deux faces opposées du prisme tournant afin que la fente soit obturée périodiquement. Dans ces conditions le photomultiplicateur transmet à l'oscilloscope une suite d'impulsions carrées de profondeur H correspondant à la suite lumière, obscurité, lumière, etc., H mesure l'intensité lumineuse reçue par la fente en l'absence de trace. Pour opérer sur les différentes traces dans des conditions identiques, il suffit de maintenir H constant, H étant mesurée par rapport à la position du spot lorsque l'intensité transmise est nulle (passage des faces noircies du prisme). L'impulsion représentant le profil de noirceur de la trace, s'inscrit quand celle-ci est introduite sous la fente, dans la partie correspondant à la phase lumineuse du signal carré (*fig.* 2).

Pour maintenir H constante, trois modes opératoires sont possibles : action sur la tension d'alimentation du photomultiplicateur, action sur l'amplificateur continu, action sur le rhéostat de la lampe d'éclairement du microscope. Ces trois moyens sont expérimentalement équivalents. Nous préférons donc agir soit sur la tension, soit sur l'amplificateur et laisser l'intensité lumineuse aussi faible que possible afin de ne pas trop chauffer la plaque pendant les mesures.

Nous avons vérifié la stricte fidélité de la tension et de l'amplificateur utilisés.

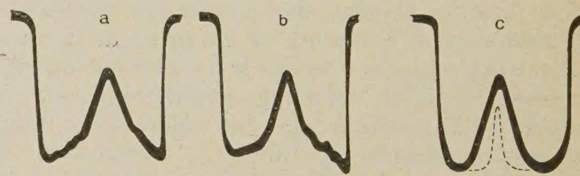


Fig. 2.

Les impulsions représentées ici correspondent à une même trace en des points voisins de son parcours (grossissement total 100 x).
L'impulsion pointillée correspond à un proton à 500 μ de sa fin de parcours (grossissement total 1000 x).
En fait, le fond de l'impulsion n'est pas exactement plat, la vitesse de déplacement de la fente n'étant pas constante pour tout le champ balayé. Le fond est un arc de parabole de grande ouverture.

4° Grandeur la plus caractéristique de l'impulsion d'obscurcissement d'une trace. — La figure 2 montre l'aspect général du signal carré auquel se superpose l'impulsion relative à un gros noyau primaire cosmique très énergique en des points voisins de son parcours, on y voit bien l'influence des rayons δ sur les bords de l'impulsion.

On remarque expérimentalement que la hauteur de l'impulsion h est toujours inférieure à H, c'est-à-dire qu'aucune trace ne peut paraître absolument noire, ce qui est dû aux rayons lumineux obliques contenus dans le cône d'ouverture de l'objectif et non interceptés par la trace.

On peut s'attendre à ce que h soit représentative de l'ionisation de la trace. Il est nécessaire de montrer que h est suffisamment caractéristique. La hauteur h mesure l'obscurcissement du milieu de la trace : elle doit être peu sensible aux contours de la trace mais très sensible à sa densité de grains et à sa largeur. Elle sera donc constante pour une particule prise en des points voisins de son parcours (à condition toutefois que l'énergie de cette particule reste constante sur le parcours des mesures). On peut constater ce fait sur la figure 2. Il en est tout autrement pour la demi-largeur de l'impulsion par exemple, qui, elle, est soumise à d'importantes variations visibles sur la figure. Plusieurs cas sont à distinguer quant à la pratique d'une mesure :

a. Cas des traces de faible et moyenne densité (*particules de charge unité en général*). — Dans ce cas, expérimentalement, l'impulsion a sensiblement la forme d'un triangle isoscèle de base à peu près constante pour les diverses ionisations des particules étudiées, si bien que l'on épuise toute l'information donnée par l'impulsion en ne mesurant que sa hauteur.

On peut s'attendre à cette constatation expérimentale : la demi-largeur de l'impulsion mesure la dispersion sensiblement constante des grains touchés par la particule, non en leur centre mais sur leur pourtour.

h est donc la seule grandeur à mesurer. Un exemple d'impulsion de ce genre est porté en pointillé sur la figure 2.

b. Cas des traces de forte densité de grains et de faible densité de rayons δ (*noyaux primaires légers loin de leur fin de parcours, par exemple*). — Les bords de l'impulsion sont peu modifiés par la présence de rares δ et la demi-largeur ne peut donner une mesure précise du nombre de rayons δ (ionisation « secondaire ») (1).

En opérant sur les régions des parcours où il n'y a pas de δ, h donne la mesure de l'ionisation « primaire » (1) de la particule.

c. Cas des traces de forte densité des rayons δ énergiques (*majorité des noyaux primaires lourds*). — Il est certain que dans ce cas, on n'épuise nullement toute l'information expérimentale en ne mesurant que la hauteur h, puisqu'on néglige l'étalement de l'impulsion (surtout dû à l'ionisation « secondaire »); on devrait tenir compte de toute la forme de l'impulsion. On voit sur la figure 2 que l'aspect très variable des bords de l'impulsion oblige à faire des moyennes : le temps des mesures est donc considérablement augmenté, des enregistrements photographiques étant nécessaires. Il est toutefois intéressant de noter que pour une même trace examinée en des points voisins de son parcours, les impulsions inscrites sur l'oscilloscope, sont toutes comprises entre une impulsion d'étalement maximum (densité de δ maxima) et une d'étalement minimum (densité de δ minima). C'est le cas des impulsions a et c de la figure 2. La figure 3 montre alors comment on peut évaluer l'ionisation due aux rayons δ représentée par la surface limitée par les impulsions extrêmes.

Il nous a semblé préférable d'éliminer l'influence individuelle des rayons δ et de mesurer globalement l'ionisation « primaire » plus l'ionisation « secondaire » en utilisant de très faibles grossissements objectifs.

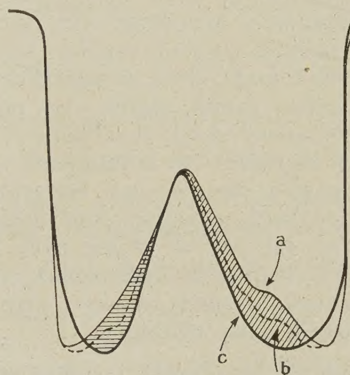


Fig. 3.

On augmente ainsi et la profondeur de champ (pour avoir une bonne mise au point de tous les δ) et les dimensions du champ balayé (pour que tous les δ apportent leur contribution); on est ainsi ramené au cas a et h est la seule grandeur à mesurer.

d. Cas des traces très denses à forte densité de petits rayons δ (*fins de parcours des fragments lourds*). — Ce cas est intermédiaire entre a et c : les petits rayons δ élargissent la trace et l'on ne peut distinguer ionisation « primaire » et ionisation « secondaire ».

En ne mesurant que h on perd une partie de l'information en ce qui concerne la largeur de la trace (amincissement), mais la variation de h avec la charge de la particule et le parcours restant est expérimentalement suffisante pour déterminer la nature du fragment.

Cecarelli et Zorn [3], d'ailleurs, ont montré que l'on pouvait aussi considérer la demi-largeur seulement.

5° Technique d'une mesure. — Le réglage du microscope se fait en utilisant un micromètre objectif dont les traits remplacent la trace; on obtient ainsi un réglage contrôlable pendant une série de mesures.

(1) Les termes « primaires » et « secondaires » ne sont pas employés ici dans leur sens habituel. Nous désignons par ionisation « primaire » celle représentée par les grains non dissociables de la trajectoire (ionisation très proche). Au contraire l'ionisation « secondaire » sera celle des rayons δ bien dissociables de la trajectoire. On conçoit donc que dans l'ionisation « primaire » est comprise une partie de l'ionisation secondaire de la définition classique.

Les différentes mesures à faire sur une même trace sont facilitées par un palmer déplaçant la trace, préalablement orientée, dans la direction de la fente. La profondeur de la trace au sein de l'émulsion se lit sur un comparateur micrométrique à cadran.

Les réglages étant effectués, chaque mesure se décompose ainsi : orientation et centrage de la trace, normalisation de H près de la trace, mesure de h après recherche de son optimum en agissant sur la vis micrométrique du microscope, relevé de la profondeur du point de mesure, déplacement de la trace en vue de la mesure suivante. Toutes ces opérations faciles sont très rapides.

Toute variation de tension ou d'intensité lumineuse au cours d'une lecture se voit immédiatement sur l'oscilloscope, ce qui permet un contrôle permanent de la normalisation de H.

6° Corrections a apporter aux mesures. — Nous avons jusqu'à présent supposé implicitement que la trace était plane et en surface d'émulsion, ce qui n'est presque jamais réalisé. La pente d'une trace et sa profondeur au sein de l'émulsion modifient la forme de l'impulsion et notamment sa hauteur qui doit donc être, dans ce cas, corrigée pour ces deux effets. Ces deux corrections sont aisées à établir pour h, il n'en est pas de même pour les autres grandeurs géométriques de l'impulsion; cette raison justifie, elle aussi, le choix de h comme grandeur caractéristique la plus utilisable.

a. Correction de profondeur. — La diffusion et l'absorption (par la couche d'émulsion située audessus de la trace) de la lumière transmise par la trace réduisent la valeur de h.

Pour établir expérimentalement la correction à apporter (facile à justifier théoriquement), nous étudions la variation de h avec la profondeur pour une trace à son minimum d'ionisation (ionisation constante) traversant l'émulsion de part en part. Pour la précision de la mesure de h, il est préférable d'utiliser à cet effet une trace de noyau primaire de faible charge.

On trouve ainsi que pour une plaque uniformément et bien fixée, la correction est liée à la profondeur p de la trace par la relation

$$h' = h(1 + k'_p),$$

h', hauteur corrigée de profondeur;
k'_p, constante caractéristique d'une même série de plaques (pour la profondeur p);

on peut établir une telle correction pour des plaques G_5, 600 μ, convenablement traitées [2]. On trouve, par exemple, que le coefficient k'_p a pour valeur 1,5 pour la couche d'émulsion au contact du verre pour des G_5, 600 μ, présentant un coefficient de contraction de 2,4. Ce coefficient de correction varie très peu entre diverses séries de plaques ayant subi les mêmes traitements (*fig.* 4).

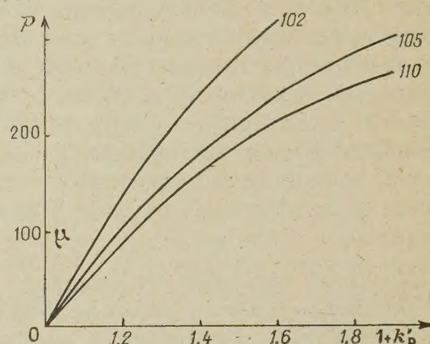


Fig. 4. — Quelques exemples de corrections de profondeur (plaques G_5, 600 μ).

b. Correction de pente. — Il faut distinguer ici deux effets. En premier lieu une trace inclinée vue en projection horizontale présente une densité apparente plus forte que sa densité réelle; en second lieu, la trace n'est pas au point sur toute sa longueur utile. Ces deux effets agissent en sens opposé.

Cette correction peut se déterminer expérimentalement en comparant des traces de même nature et au même parcours restant (particules α terminées dans l'émulsion) mais d'inclinaisons variées; on est toutefois limité du fait qu'il est difficile d'identifier une particule quand elle est fortement inclinée. Pour un grossissement objectif 97 x, on trouve pour des angles $\theta < 15°$ (limite d'identification certaine), la relation

$$h'' = [1 + \operatorname{tg}\theta]h,$$

h'', hauteur corrigée de pente.

Pour établir théoriquement cette correction, afin de justifier et prolonger la correction expérimentale, on part des deux constatations expérimentales suivantes :

1° h est lié à la longueur x de trace utilisée par

$$h = kx,$$

relation évidente qui est l'expression mathématique de l'additivité des h élémentaires.

2° La variation de h en fonction du défaut de mise au point z est donnée par

$$h^z = h^0\left(1 - \frac{z}{a}\right)$$

h^z, hauteur pour un défaut de mise au point z;
h^0, hauteur pour la mise au point exacte;
a, valeur numérique qui dépend du microscope utilisé et de l'épaisseur de la trace;

[2] On obtient toute satisfaction en utilisant un fixage acide ($p_H \sim 6,4$) qui empêche les dépôts d'argent colloïdal. Les plaques ainsi obtenues sont très uniformes et transparentes, c'est-à-dire donnent de faibles valeurs de k'.

on peut alors aisément calculer la contribution de chaque élément de trace, compte tenu de son défaut de mise au point. Une intégration sur toute la longueur l de trace utilisée à chaque mesure conduit à

$$h'' = \left[1 - \frac{l}{2a} \operatorname{tg} \theta\right] \frac{1}{\cos \frac{5}{2} \theta} h,$$

où le facteur $\cos \frac{5}{2} \theta$ tient compte de l'effet de densité apparente.

Pour le grossissement objectif 97 ×, on trouve que $\frac{l}{a} = 0{,}90$ si bien que la correction calculée est une bonne approximation de la correction expérimentale pour les faibles inclinaisons ($\leq$ 20 pour 100) ce que montre la figure 5.

D'autre part, la correction est d'autant plus petite

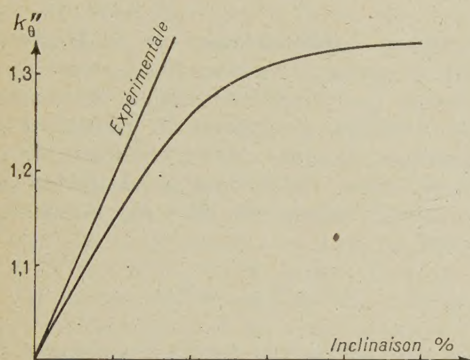


Fig. 5. — Corrections de pente (G_5, 600 μ, contraction : 2,5).

que le grossissement objectif est plus faible et que la trace est plus épaisse. Elle devient donc négligeable pour les gros noyaux primaires de faible inclinaison. Elle est en outre la même pour toutes les particules de charge unité puisque celles-ci ont approximativement la même épaisseur.

7° Normalisation de séries de plaques entre elles. — Pour pouvoir comparer entre elles diverses séries de plaques, on doit tenir compte du diamètre des grains, diamètre qui dépend de l'émulsion et de son développement. Plutôt qu'établir une relation entre h et le diamètre moyen du grain pour chaque valeur de l'ionisation, nous avons préféré procéder à une normalisation sur les particules α se terminant dans l'émulsion, toutes corrections précitées faites. Nous avons vérifié que cela entraînait la normalisation de toute valeur de $\frac{I}{I_0}$ pour des séries ayant subi à peu près les mêmes traitements. Pour comparer des émulsions de sensibilités très différentes un nouvel étalonnage semble nécessaire.

Il est bien évident que les inégalités de sensibilité et de développement pour les diverses plaques d'une même série ne sont pas éliminées en procédant à cette normalisation. Mais ceci est un problème de fabrication et de traitement des émulsions et toute méthode d'évaluation de l'ionisation rencontrera les mêmes difficultés.

Nous avons choisi comme point de normalisation, la meilleure série de plaques à notre disposition.

8° Rendement. — Il nous semble intéressant de donner une indication sur la rapidité des mesures. Dans ce but nous choisirons un exemple concret : 15 h ont suffi pour étudier tous les 10 μ, 115 fins de parcours de carbones accélérées artificiellement de 200 μ environ de long, soit pour 2 250 mesures. Cependant, toutes les trajectoires étant parallèles, les mesures en étaient appréciablement accélérées.

Il faut aussi préciser qu'à telle rapidité, les mesures d'ionisation ne causent pas de lassitude pour l'opérateur, écueil évident des autres méthodes dès que l'on en prolonge la durée d'utilisation.

2. **Étalonnage** $h = f\left(\frac{I}{I_0}\right)$. — Dans la pratique une mesure d'ionisation a pour but de connaître la valeur de $\frac{I}{I_0}$ pour une trace en un ou plusieurs points de son parcours. Il est donc indispensable de procéder à un étalonnage de l'appareil en fonction de $\frac{I}{I_0}$ théorique (formule de Bethe-Bloch). Pour cela on utilise des traces de nature connue se terminant dans l'émulsion. On peut alors calculer l'ionisation théorique en chacun des points où une mesure photométrique est effectuée. On ne doit travailler qu'en classe a ou b, (*voir* § 1, 4°) ; on pourra donc utiliser les particules de charge unité sur tout leur parcours, mais par contre les particules de charge supérieure mais cependant petite, ne devront être utilisées que loin de leur arrêt.

En procédant ainsi, on obtient la courbe donnée par la figure 7, dans laquelle les points marqués par des cercles sont le résultat de moyennes sur plusieurs traces de même type. Sur cette figure, les points 1 à 6 sont déduits de l'étude de protons, les points 7 et 8 de celle des particules α, les points 9 et 10 de celle de ^{8}Li (marteaux), les points 11 de celle du bore, les points 12 et 13 de celle de carbones accélérés artificiellement.

Il est évidemment primordial de pouvoir procéder à un contrôle de cet étalonnage. Une possibilité de vérification nous est fournie par l'étude des primaires d'obus à balles de type pur [6]. Nous rappelons que l'on dénomme ainsi le phénomène d'explosion quasi spontanée d'un noyau primaire en ses constituants nucléoniques, sous l'effet d'un choc. Hoang-Tchang Fong a montré que dans un tel choc, l'énergie d'excitation prise par le noyau heurté est faible et que par suite il n'y a pas création de mésons. Les nucléons de la particule incidente sont émis dans le système du laboratoire dans un cône de

faible ouverture (vue la grande impulsion du noyau primaire) et au minimum d'ionisation; on peut donc avoir exactement la charge du noyau primaire

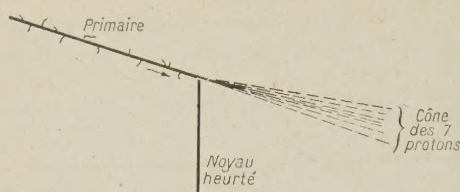


Fig. 6. — Exemple schématisé d'obus à balles pur [6]. Dans un tel phénomène :

1° L'énergie par nucléon du primaire est au voisinage du seuil de création des mésons.

2° La collision ayant lieu au bord du noyau heurté, l'énergie d'excitation transmise est faible.

Le cône contient donc uniquement les protons constituant le primaire.

par comptage des particules du cône, compte tenu de leurs charges respectives. Un exemple de ce phénomène a été publié par Hoang-Tchang Fong et est reproduit dans la figure 6.

Nous avons pu ainsi vérifier les points de l'étalonnage correspondant à 36, 49 et 64 $\frac{I}{I_0}$ respectivement minima du carbone, de l'azote et de l'oxygène.

On peut du point de vue photométrique, justifier la forme de la courbe d'étalonnage de la manière suivante :

1° Pour des ionisations inférieures à environ six fois le minimum, chaque grain agit individuellement; la croissance régulière de h est due à la croissance régulière de la densité de grains, suivant la loi

$$h = h_{\min} \frac{I}{I_0}, \qquad \left[I \leq 5{,}5 \frac{I}{I_0}\right].$$

$h_{\min}$ dépend de la plaque étudiée.

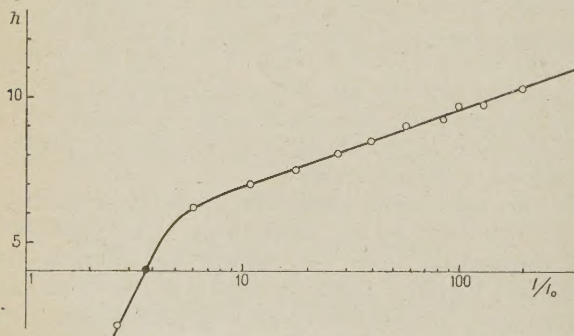


Fig. 7.

2° Entre 6 et 10 I_0, les grains perdent tout ou partie de leur action individuelle par suite de chevauchements importants entre eux. On assiste alors à une sorte de saturation de la trace.

3° Au delà de 10 I_0, l'effet de saturation est total, mais il s'y superpose un effet d'épaississement de la trace, si bien que h recommence à croître régulièrement, la loi de variation étant alors

$$h = C \log \frac{I}{I_0}. \qquad [I \geq 10 I_0],$$

De cette manière, on ne peut guère espérer prolonger l'étalonnage au delà de 150 I_0 puisqu'alors on passe en classe a ou c. On doit donc procéder autrement en mesurant le total ionisation primaire et ionisation secondaire. Ainsi pour l'étalonnage des fins de parcours de noyaux légers, on se reportera à la figure 9 du paragraphe 3.

Remarque. — Les valeurs numériques ci-dessus, s'entendent pour un minimum de 35 grains par 100 μ.

3. **Quelques applications.** — 1° Mesure de masses de particules de charge unité en fin de parcours. — La détermination de masses en fin de parcours par comptage de grains est basée sur la remarque suivante : deux particules de même charge et de même vitesse, donc de même ionisation, ont leurs masses respectives liées par la relation (³) bien connue

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{M_1}{M_2} = k,$$

les indices 1 et 2 désignent les deux particules, M_1 et M_2 leurs masses. R_1 et R_2 sont les parcours restant de ces particules.

Avec la méthode photométrique nous considérerons le rapport des parcours restants pour une même valeur de h (même valeur de l'ionisation). Pour obtenir la valeur de k nous utilisons le traitement statistique (⁴) suivant : des valeurs expérimentales h pour des parcours R_2 (distribués le long du parcours), on déduit les valeurs de R_1 correspondantes pour la particule de référence, par tracé des horizontales correspondantes dans le diagramme $h = \varphi(R)$. En général la courbe de référence donnant les R_1 est construite par des moyennes sur plusieurs protons. On pose ensuite que la variable

$$R_1 - kR_2$$

est distribuée selon une loi de Laplace-Gauss dont on déduit immédiatement par la méthode du maximum de vraisemblance la meilleure estimation de k, soit $\hat{k}$, donnée par

$$\hat{k} = \frac{\Sigma R_1 R_2}{\Sigma R_2^2},$$

(³) Cette relation ne suppose aucunement la connaissance détaillée de la loi d'ionisation.

(⁴) Cette méthode de calcul nous a été proposée par Mme J. Jouvin.

ainsi que la variance minima sur l'estimation de $\hat{k}$, soit

$$\sigma_{\hat{k}}^2 = \frac{1}{N}\left[\frac{\Sigma R_1^2}{\Sigma R_2^2} - \hat{k}^2\right]$$

N, nombre de mesures.

Cette erreur tient compte de la dispersion des points expérimentaux (le parcours R_2 peut être parfaitement déterminé) mais ne contient pas l'erreur faite sur la détermination expérimentale de la courbe de référence. On doit ajouter à $\sigma_{\hat{k}}^2$, cette erreur.

La précision de la méthode dans les conditions expérimentales actuelles est au moins aussi bonne que celle du scattering en fin de parcours. Il faut remarquer que notre appareil n'est pas parfaitement adapté aux mesures faites très près de la fin de parcours. En effet pour avoir une bonne mesure de h, il est nécessaire que la trace soit parallèle à la fente sur toute sa longueur utile, ce qui n'est pas toujours réalisé par une trace presque à l'arrêt qui présente des angles de scattering nombreux et importants. Pour obtenir une meilleure précision, il faudrait ajuster la fente dans sa longueur.

La mesure photométrique étant entièrement indépendante de celle de scattering, on peut les combiner statistiquement, ce qui est toujours intéressant, d'autant plus que les causes d'erreur pour ces deux méthodes sont d'origines très différentes. Par exemple, contrairement au scattering, la méthode photométrique est très peu sensible aux déformations faibles éventuelles.

Nous donnerons enfin un exemple de mesure. La particule étudiée (méson lourd émis d'une étoile) a un parcours de 4 900 μ dans l'émulsion jusqu'à son arrêt. La mesure photométrique conduit pour la masse du méson à

$$m_{K_2} = (902 \pm 75)\, m_e,$$

alors que la mesure de scattering ([5]) donne

$$m_{K_2} = (930 \pm 150)\, m_e.$$

2° Détermination de la charge des noyaux lourds en fin de parcours (faibles charges). — La charge des fragments lourds émis dans les désintégrations nucléaires peut se déduire de leur densité de petits rayons δ [7] ou de leur longueur d'amincissement [8]. Les rayons δ de très faible parcours (un ou quelques grains) sont difficiles à individualiser, donc à compter. La longueur d'amincissement ne semble pas suivre la loi théorique avancée jusqu'à présent [9]. Ces deux méthodes ne sont utilisables que dans le cas de fragments particulièrement longs. Elles nécessitent d'autre part l'utilisation de critères particuliers à chaque observateur.

([5]) La mesure a été effectuée par J. Trembley selon la méthode couramment utilisée à Bristol (Menon et al., *Phil. Mag.*, **42**, 1951, 1232).

Nous avons procédé à un étalonnage photométrique systématique des fragments émis dans 7 000 étoiles d'une même série de plaques. Nous

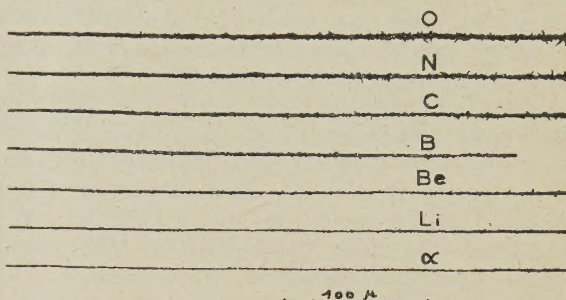


Fig. 8. — Aspects comparatifs de fins de parcours de noyaux lourds ($Z \leq 8$).

avons en outre utilisé des fragments de nature connue soit des ^{8}Li (marteaux), soit des ^{12}C accélérés artificiellement. La figure 9 montre le résultat de ces mesures.

Dans les étoiles utilisées, nous n'avons rencontré que fort peu de charges supérieures ou égales à celle de l'oxygène (moins de 0,25 pour 100 des 350 fragments étudiés) si bien que l'étalonnage se trouve jusqu'à présent limité à $Z \leq 8$. Des fins de noyaux primaires (carbones, azotes, oxygènes) ont permis de prolonger l'étalonnage pour des parcours plus longs que les parcours habituels des fragments d'étoiles. La figure 8 montre les aspects comparés des fins de parcours pour des noyaux de charge comprise entre 2 et 8.

Nous avons effectué des comptages de δ sur les

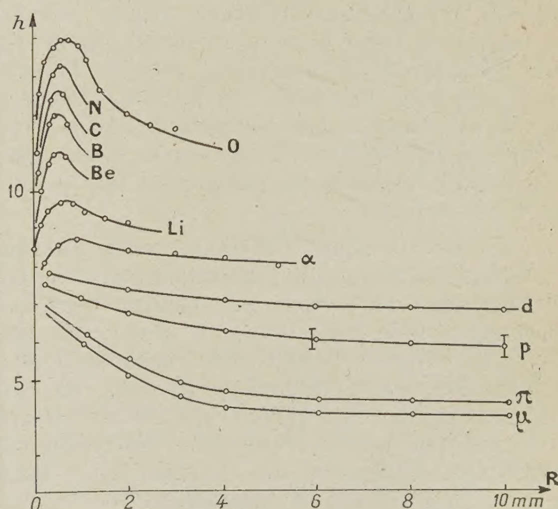


Fig. 9.

fragments le permettant et nous avons vérifié que les mêmes groupements se retrouvaient pour les deux méthodes.

Les fluctuations de mesure autour des courbes moyennes de la figure 9 sont suffisamment petites pour qu'il n'y ait pas de recouvrements entre deux valeurs voisines de la charge, du moins à quelque distance de la fin de parcours. On peut donc donner la charge exacte d'une particule à partir d'une longueur minima d'environ 75 μ. On peut remarquer que cette longueur est sans doute plus faible que celle exigée par le comptage de δ ou la longueur d'amincissement (pour $Z \leq 8$). Pour les fragments très fortement inclinés ($\sim 45°$) la mesure photométrique permet seulement une estimation de la charge, avec un choix entre deux ou trois valeurs de celle-ci suivant la longueur de la particule.

Nous ferons remarquer que la méthode permet de vérifier les lois de densité de rayons δ ou d'établir une loi empirique de longueur d'amincissement.

3° Étude de la fréquence de noyaux légers ($Z = 3$ à 6) dans le rayonnement cosmique primaire. — Depuis quelques années, plusieurs auteurs [10] et [11] ont étudié la fréquence des noyaux légers Li, Be et B dans le rayonnement cosmique primaire. Les divers résultats obtenus sont loin d'être concordants. Les divergences viennent très probablement des méthodes utilisées pour la détermination de la charge Z de ces primaires.

La connaissance de l'ionisation d'une particule et celle de son impulsion permettent de déterminer sa charge. La mesure de l'impulsion se fait habituellement par scattering [11]; malheureusement comme les noyaux primaires sont le plus souvent très énergiques, cette mesure est limitée dans sa précision. L'ionisation est estimée par le comptage des rayons δ. Dans cette numération on ne peut tenir compte des δ de grande énergie d'identification par trop incertaine, on ne doit utiliser que des δ de moyenne énergie peu nombreux. Une erreur sur leur densité ajoutée à une erreur assez grande de la mesure de scattering, ne permet pas de déterminer Z exactement.

Il est donc intéressant d'effectuer avec le maximum de précision la mesure de l'ionisation; or la méthode photométrique le permet en utilisant l'ionisation « primaire » de la trace (« core »). Pour cette étude nous nous trouvons exactement dans le domaine d'application de l'étalonnage précité. On peut d'ailleurs utiliser les deux estimations possibles de l'ionisation qui doivent être cohérentes. Les formes très différentes des courbes (N_δ, densité de δ; α, angle moyen de scattering)

$$N_\delta = f(\alpha) \qquad \text{et} \qquad h = \varphi(\alpha)$$

permettent de comparer aisément les deux mesures de l'ionisation.

La densité expérimentale des rayons δ diffère toujours de leur densité théorique, par un certain coefficient représentatif de la subjectivité du comptage. Des critères précis de comptage doivent être adoptés et respectés tout le long des mesures. Chaque expérimentateur calibre ses courbes expérimentales sur les courbes théoriques. Notre méthode permet d'effectuer objectivement ce cadrage expérimental des courbes théoriques utilisées.

La méthode photométrique est aussi appréciable pour l'utilisation des émulsions de faible sensibilité (C_2 ou G_0 Ilford). Dans ces émulsions la détermination de l'ionisation se fait par comptages de grains s'avérant impossibles pour les grandes valeurs de Z. Cette limite n'existe pas pour la méthode photométrique; jusqu'à présent nous n'avons malheureusement pas eu l'occasion d'utiliser de telles plaques.

5. **Conclusion.** — Les exemples cités plus haut illustrent quelques apports de la méthode photométrique. D'autres applications sont évidemment possibles; par exemple si l'on disposait d'une fente ajustable et orientable on pourrait faire simultanément la mesure de scattering et la mesure de l'ionisation. Nous avons surtout essayé de faire ressortir au cours de cet exposé les caractères propres de la méthode. Nous les résumerons ainsi :

a. La méthode est très rapide et ne nécessite que des calculs élémentaires.

b. La méthode est objective, ce qui n'est pas réalisé pour les comptages de grains ou de lacunes.

c. La méthode utilise les plaques habituelles sans traitement spécial de celles-ci, si bien que l'on peut toujours comparer les résultats des méthodes classiques et photométriques et les combiner statistiquement.

d. Son domaine d'application est étendu à tout le domaine de variation de l'ionisation; aucune autre méthode ne présente jusqu'à présent cette étendue du domaine d'application.

Il est aussi intéressant de noter que l'appareillage utilisé est très simple ce qui permet de pouvoir facilement le reproduire en plusieurs exemplaires.

Remerciements. — Nous voudrions tout d'abord remercier M. le Professeur Leprince-Ringuet et M. J. Crussard pour leurs encouragements et leurs remarques au cours de ce travail préliminaire. Nous remercions aussi tous nos camarades du laboratoire qui nous ont souvent aidés ou conseillés. Nous sommes reconnaissants aux jeunes filles qui ont trouvé dans les plaques photographiques les phénomènes qui ont permis cette étude. Nous avons apprécié la gentillesse du Docteur Barkas qui a bien voulu exposer pour nous des plaques au cyclotron de Berkeley.

Manuscrit reçu le 15 février 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Blau, Rudin et Lindenbaum. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 978.
[2] Von Friesen S. et Kristianson K. — *Ark. Fys.*, 1952, **4**, 505-15, paper 35 et livre anniversaire de M. Siegbahn, p. 623.
[3] Ceccarelli M. et Zorn G. T. — *Phil. Mag.* 1952, **43**, 356.
[4] Kayas G. et Morellet D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **234**, 1359.
[5] Dellacorte M. et Ramat M. — *Nuovo Cimento* (à paraître).
[6] Hoang Tchang Fong. — *Thèse*, Paris, 1950.
[7] Crussard J. — *Thèse*, Paris, 1952. — Perkins. — *Proc. Roy. Soc.*, 1950, **203**, 399. — Sörensen. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 188 et 1950, **40**, 947. — Hoang Tchang Fong. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 709.
[8] Hoang Tchang Fong et Morellet D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 695. — Crussard J. — *Loc. cit.*
[9] Freier et al *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 213 et 1818.
[10] Bradt et Peters. — 1949, **75**, 1779; 1949, **76**, 166; 1950, **77**, 54 et 419; 1950, **80**, 953. — Dainton et al. — *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 729.
[11] Dainton et al. — *Loc. cit.*

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 14, JUIN 1953, PAGE 361.

SUR LE SPECTRE DE RALENTISSEMENT INTERNE DU ^{32}P DANS LA RÉGION DES BASSES ÉNERGIES

Par Gérard-André RENARD,
Collège de France, laboratoire de Chimie Nucléaire.

Sommaire. — Étude du spectre des photons de ralentissement interne du nuclide ^{32}P, dans la bande d'énergie de 3 à 30 keV, par la méthode du compteur proportionnel. L'accord avec la théorie est satisfaisant.

1. Introduction. — L'existence d'un spectre continu faible de photons, désigné dans la littérature par : rayonnement de freinage interne ou de ralentissement interne (innere Bremsstrahlung), accompagnant la désintégration β a été découvert par Aston [1] en 1927. Depuis, ce phénomène a été observé et étudié par divers expérimentateurs [2] à [9]; récemment, les techniques nouvelles de détection ont donné lieu à des mesures plus précises, ainsi qu'à l'étude de la corrélation angulaire du rayonnement β et du rayonnement de freinage interne [10], [11], [12].

La théorie de cet effet a été traitée simultanément par Knipp et Uhlenbeck [13] et F. Bloch [14]; elle a été complétée par C. S. Wang Chang et D. L. Falkoff [15] et Horovitz [16] en ce qui concerne les transitions interdites.

Les expériences récentes ont permis l'étude de la forme et de l'intensité du spectre jusqu'à des limites inférieures variant de 100 à 30 keV et sont en bon accord avec la théorie. Dans ce travail, j'ai obtenu, par la méthode du compteur proportionnel, le spectre de ralentissement interne de 30 à 3 keV, et j'ai comparé les résultats avec la théorie.

2. Méthode expérimentale. — Le dispositif expérimental est représenté schématiquement figure 1. Il se compose d'une chambre C, d'un canaliseur B, dans lesquels on fait le vide, et d'un compteur proportionnel A. La source est placée au centre de la chambre C.

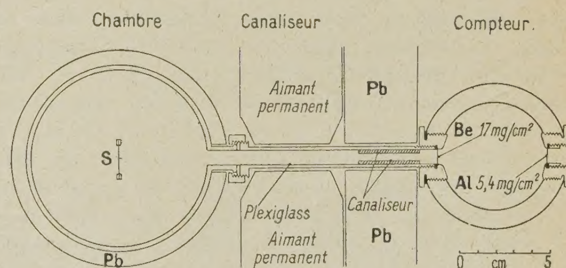


Fig. 1. — Dispositif expérimental.

A. Compteur. — Le compteur cylindrique, d'un type classique, a un diamètre de 60 mm, le fil est en molybdène de 0,08 mm de diamètre; l'isolement est assuré par des anneaux de pyrex; perpendiculairement au fil en son milieu, le compteur comporte deux fenêtres diamétralement opposées, d'un diamètre utile de 8 mm, l'une est en beryllium de 17 mg/cm² de masse superficielle, l'autre en aluminium de 5,4 mg/cm² de masse superficielle.

La pureté du gaz est assurée d'une manière continue par circulation sur du calcium, contenu dans des nacelles de cuivre oxydé, et chauffé par un four

électrique; la température de régime du four, mesurée avec un couple thermoélectrique, se maintient sans précautions spéciales à $(440 \pm 4)^{\circ}$ C.

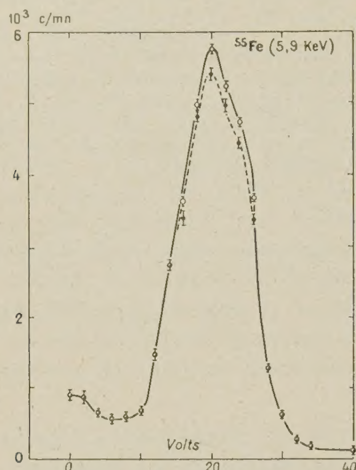


Fig. 2. — 19-6-52, pointillé, cercles blancs; 15-10-52, trait plein, cercles noirs. Même remplissage (Xe 27,2 cm Hg), (la source n'a pas été placée dans la même position dans les deux cas).

Dans les diverses expériences, j'ai utilisé de l'argon, du krypton ou du xénon comme gaz de remplissage, sans adjonction de CO_2 ou de CH_4, du fait de la température.

Dans ces conditions, le compteur a une excellente stabilité. A titre d'exemple, la forme expérimentale de la raie de 5,9 keV émise par le nuclide ^{55}Fe, est représentée figure 2, lors de deux enregistrements effectués à trois mois d'intervalle, dans les mêmes conditions, avec le même remplissage. Le facteur de multiplication était élevé et dans l'amplificateur les impulsions saturées réagissaient sur le bruit de fond, d'où un étalement de la raie. Dans d'autres conditions plus favorables, les raies montrent une largeur à mi-hauteur de 12 pour 100 de l'abscisse du maximum. Dans les expériences qui vont être décrites, la largeur à mi-hauteur était comprise entre 18 et 30 pour 100 de l'abscisse du maximum.

B. Canaliseur. — Le rayonnement de la source est canalisé par un canaliseur préliminaire en plexiglass et un canaliseur définitif qui peut être réalisé en différentes matières.

Dans ces conditions, la source voit la fenêtre du compteur, sous un angle solide de :

$$\frac{\Omega}{4\pi} = (3,55 \pm 0,20).10^{-5}.$$

C. Porte-source. — La source est fixée entre deux rondelles de laiton, supportées par une tige coulissante.

D. Élimination du rayonnement β et du rayonnement de freinage externe. — Le rayonnement β est arrêté par les parois de la chambre et, dans le canaliseur, un champ > 3000 gauss créé par un aimant permanent, dévie les rayons β qui s'arrêtent ainsi en majeure partie dans le plexiglass; ceux qui rebondissent sont en quasi-totalité arrêtés par le canaliseur définitif.

Le rayonnement de freinage externe peut être divisé en deux parties : *a*. Une part provient de l'arrêt du rayonnement β par les parois de la chambre; une protection de 10,5 cm de Pb est interposée entre source et compteur, sauf dans la région occupée par l'aimant permanent où l'on a 4,5 cm de Pb + 6 cm de Fe; *b*. La seconde part provient de l'arrêt des rayons β dans le canaliseur; cette source secondaire de ralentissement externe est plus gênante, car elle est plus près du compteur; cependant, ce ralentissement est créé dans un matériau de Z bas (plexiglass) et le rayonnement est arrêté par 4 cm de plomb. (*voir* § 5, B, *b*.)

E. Absorption du rayonnement. — Des écrans peuvent être placés entre le canaliseur définitif et le compteur. Des écrans d'aluminium et de plomb ont été utilisés.

F. Appareillage électronique et enregistrement. — *a*. *Amplificateur*. — Il se compose d'un préamplificateur (6 A 7 + cathode follower) de gain 23,5, suivi d'un amplificateur linéaire de gain maximum 10 000 et de 200 kc de bande passante [1].

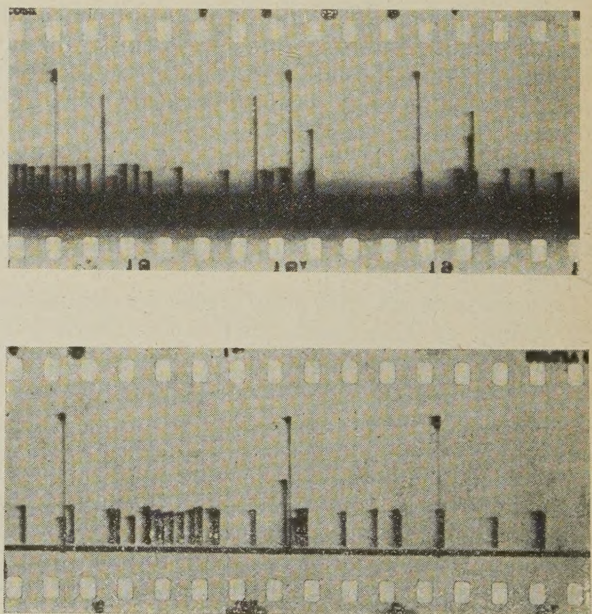


Fig. 3. — Enregistrement photographique.
a, sans modulation du wehnelt; *b*, avec modulation.

[1] Construit par le Commissariat à l'Énergie Atomique.

b. Numération et enregistrement. — b_1. Numération électronique : j'ai utilisé soit un sélecteur à dix canaux [17], soit un sélecteur à une bande, construits au laboratoire;

b_2. Enregistrement photographique : les impulsions sont envoyées sur un oscilloscope; une caméra à déroulement continu enregistre l'image du spot sur du film rayoscope de 35 ou 60 mm (2).

Les résultats obtenus, soit par numération électronique, soit par enregistrement photographique sont identiques.

3. **Préparation des sources. Mesures auxiliaires.** — A. Préparation des sources. — Les sources de ^{32}P provenaient d'Harwell. La solution a été évaporée goutte à goutte sur des supports de LC 600 de masse superficielle 50 μ g/cm² qui avaient été recouverts de quelques microgrammes par centimètre carré d'aluminium par évaporation thermique. Les diamètres des sources déposées ont été de 6 à 8 mm. Elles sont restées quasi transparentes pendant la durée des mesures. Toutefois, on doit remarquer qu'elles avaient tendance, d'une part à devenir translucides, d'autre part, à s'étendre sur le support. Cependant, pendant les mesures, elles ne nous ont pas paru avoir évolué.

B. Période. — La décroissance des produits, suivie sur plusieurs mois avec des sources auxiliaires, donne une période pure de 14,3 jours [13]; d'autre part, les sources n'ont servi aux expériences que lorsque l'activité en était très intense : de l'ordre de 7 à 8 mC.

C. Intensité absolue des sources. — Deux méthodes ont été utilisées : chambre d'ionisation étalonnée par Savel, dispositif de compteur de Geiger-Muller étalonné par des mesures en coïncidences; les mesures sont en bon accord, mais la précision n'est que de l'ordre de 10 pour 100.

D. Étalonnage du compteur. — J'ai utilisé les rayonnements de 5,9 keV (^{55}Fe), 9,2 keV (^{72}Ge), 24,1 keV (^{113}Sn), et obtenu une bonne linéarité de l'amplitude des impulsions en fonction de l'énergie.

4. **Étude du ralentissement interne.** — Les spectres obtenus dans les diverses expériences doivent être corrigés de divers effets parasites, puis normalisés pour tenir compte de l'efficacité globale du compteur et de l'intensité de la source.

A. Mesures brutes et corrections. — Parmi les photons incidents, ceux qui donnent lieu à une impulsion peuvent dépenser tout ou partie de leur énergie sous forme d'ionisation à l'intérieur du compteur.

Dans ce qui suit, on appellera impulsion « vraie » une impulsion correspondant à toute l'énergie du photon incident. Si une partie seulement de l'énergie du photon incident est récoltée à amplitude d'impulsion égale, on a un photon incident plus énergique que celui ayant donné lieu à une impulsion vraie (3).

L'absorption du rayonnement incident permet de distinguer entre ces diverses impulsions.

A partir des spectres obtenus pour diverses épaisseurs d'absorbants de plomb et d'aluminium et

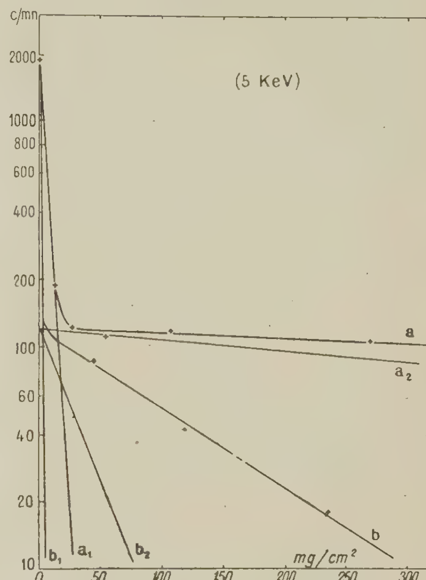


Fig. 4. — Absorption dans l'aluminium : a_1, 5 keV calculé; a_2, 30 keV calculé; a, courbe expérimentale. — Absorption dans le plomb : b_1, 5 keV calculé; b_2, 30 keV calculé; b, courbe expérimentale.

pour des abscisses déterminées (de 5 en 5 keV), je construis les courbes d'absorption. Un exemple est donné figure 4 pour l'abscisse 5 keV. Le rayonnement montre une composante molle, correspondant aux impulsions vraies de 5 keV

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Al} = 180 \text{ cm}^2/\text{g}, \qquad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Pb} = 800 \text{ cm}^2/\text{g}$$

et une composante dure comprenant un mélange de rayons de 30 keV et de rayons durs n'ayant

(2) Dans ces conditions, le spot au repos laisse sur le film une trace plus grande que le bruit de fond de l'amplificateur (*fig.* 3 *a*). J'ai évité cet inconvénient en modulant le wehnelt par les impulsions elles-mêmes après les avoir mises en forme (*fig.* 3 *b*). La lecture et la précision en sont améliorées.

(3) Un des processus possible est le suivant : un photon incident libère un photoélectron dont l'énergie est récoltée, par contre le photon de réarrangement atomique s'échappe du compteur sans être compté. Par exemple, un photon incident de 29 keV laisse dans un compteur rempli de xénon un photoélectron de 29 — 24 = 5 keV, et le photon de réarrangement de 24 keV (E_k Xe) s'échappe du compteur ; l'impulsion mesurée est identique à l'impulsion vraie d'un photon incident de 5 keV.

laissé sous forme d'ionisation dans le compteur qu'une très faible partie de leur énergie. Par extrapolation, on atteint le nombre d'impulsions vraies de 5 keV.

Les courbes d'absorption pour les autres énergies sont similaires, compte tenu de la variation des coefficients d'absorption massique. On obtient ainsi le spectre d'impulsions vraies de ralentissement.

B. Normalisation du spectre d'impulsions vraies. — *a.* Il est nécessaire de tenir compte de la transmission de la fenêtre d'entrée et de l'absorption dans le compteur. Ces deux effets ont été calculés d'après les valeurs de Compton et Allison [19]. J'ai calculé l'absorption de la masse superficielle de gaz situé entre les deux fenêtres.

En ce qui concerne les discontinuités d'absorption, j'ai tenu compte de la largeur qu'aurait une raie étalon de même énergie. Je décompose une telle raie, qui est approximativement gaussienne, en un histogramme dont l'intervalle d'énergie

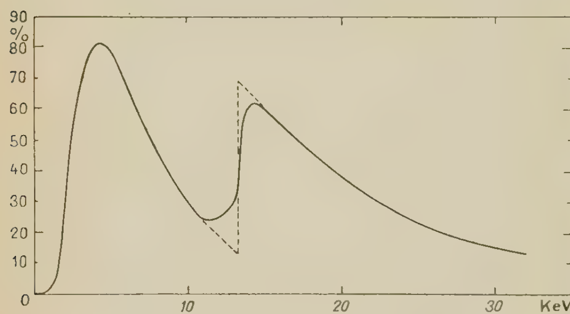


Fig. 5. — Efficacité du compteur en fonction de l'énergie.

est de 1 keV; chaque valeur relative en pour-cent des paliers de l'histogramme est multipliée par l'efficacité calculée correspondant à l'énergie vraie de la raie; on opère de même pour les raies voisines de keV en keV; la somme des diverses contributions d'efficacité est ensuite faite pour chaque hauteur d'impulsion.

Pour l'expérience la plus précise, la courbe obtenue est représentée figure 5.

b. L'angle solide de canalisation et l'intensité absolue de la source permettent de remonter au nombre de photons émis par désintégration, dans une bande d'énergie déterminée (par keV dans ces expériences).

C. Étude de divers gaz de remplissage. — Les expériences avec remplissage d'argon et de xénon sont imprécises (*fig.* 6). Les erreurs statistiques sont importantes et n'ont pas été portées sur la figure. Les valeurs sont cependant du même ordre de grandeur que celles obtenues avec un remplissage de krypton.

D. Influence du canaliseur. — J'ai utilisé des canaliseurs en plomb, cuivre, et aluminium de mêmes dimensions géométriques.Les courbes (*fig.* 6)

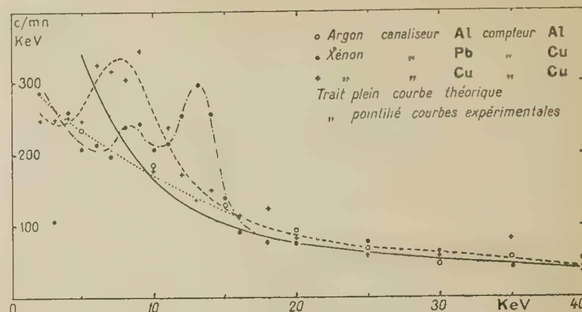


Fig. 6. — Spectre de ralentissement interne de ^{32}P.

montrent que le canaliseur émet le rayonnement caractéristique du corps dont il est constitué.

Par la suite, j'ai utilisé le canaliseur d'aluminium, la fenêtre de béryllium ayant un coefficient de transmission négligeable en ce qui concerne le rayonnement K (1,48 keV) de l'aluminium.

5. **Comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie.**— A. Calculs théoriques. — Je me suis servi de la formule, valable pour un spectre permis, donnée par Chang et Falkoff [15], la forme du spectre de ^{32}P se rapprochant beaucoup de celle d'un spectre permis.

Si l'on pose :

$$S(k)\,\mathrm{d}k = \frac{\alpha G^2 \mid M \mid^2}{4\pi^4} s(k)\,\mathrm{d}k,$$

$$P(\beta) = \frac{G^2 \mid M \mid^2}{2\pi^3 f},$$

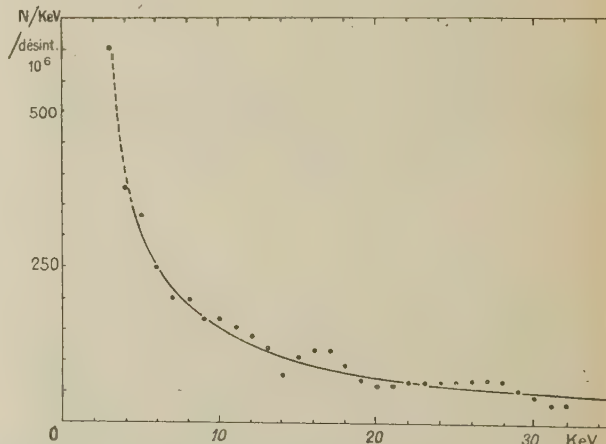


Fig. 7. — Spectre de ralentissement interne de ^{32}P.

k étant l'énergie du photon, $S(k)\,\mathrm{d}k$ sa probabilité par unité de temps d'être émis, $P(\beta)$ la probabilité par unité de temps d'émission β, G^2 la constante de Fermi, M l'élément de matrice nucléaire, α la

constante de structure fine, f la fonction de Fermi donnée par les tables [20], on a

$$\sigma(k)\,\mathrm{d}k = \frac{S(k)\,\mathrm{d}k}{P(\beta)} = \frac{\alpha}{2\pi f}\,s(k)\,\mathrm{d}k,$$

$\sigma(k)\,\mathrm{d}k$ est la probabilité d'émission d'un photon d'énergie comprise entre k et $k + \mathrm{d}k$, par désintégration.

En prenant 1 keV comme intervalle d'énergie, j'obtiens la courbe représentée figure 7.

B. Discussion des résultats. — Les points expérimentaux se placent d'une manière satisfaisante près de cette courbe.

a. Erreurs. — Par des corps étalons, j'ai vérifié la stabilité du compteur avant et après chaque expérience.

Les erreurs statistiques sont de l'ordre de 2 pour 100. On peut évaluer l'erreur sur l'intensité de la source à 10 pour 100, sur l'angle solide à 5 pour 100; il est difficile d'estimer l'erreur sur la transmission de la fenêtre et sur l'absorption dans le compteur.

Il est vraisemblable que les valeurs expérimentales sont en accord avec la théorie à 20 pour 100 près.

b. Elimination des rayonnements β et de ralentissement externe. — b_1. Rayons β : ce sont les rayons β les plus énergiques qui ont le plus de chances de pénétrer dans le compteur; pour des énergies correspondant au minimum d'ionisation, ils dépenseraient à peu près la même énergie dans le compteur; le spectre montrerait, dans la dernière expérience, une bosse pour une énergie de 6 keV. L'absence d'une telle bosse est une présomption de l'absence de rayons β dans le compteur.

b_2. La portion des photons de ralentissement externe créé avant son passage dans le canaliseur est très faible après la traversée de ce canaliseur.

b . On ne peut rien dire sur la part de ralentissement externe créé dans la source elle-même.

6. **Conclusion.** — La technique du compteur proportionnel a permis une comparaison avec la théorie, de la forme et de l'intensité expérimentales du spectre de ralentissement interne du ^{32}P, dans la région de 3 à 30 keV.

Compte tenu de la difficulté d'éliminer totalement les rayonnements parasites, les expériences montrent que l'accord avec la théorie est satisfaisant et que l'on peut négliger l'influence du champ coulombien.

M. le Professeur Joliot a suivi ce travail, qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma plus sincère gratitude.

Manuscrit reçu le 2 février 1953.

Note ajoutée sur épreuves. — Les résultats expérimentaux récents de Bolgiano, L. Madansky et F. Rasetti, *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 679, et de T. B. Novey, *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 672, se raccordent aux nôtres de manière satisfaisante.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Aston G. H. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1927, **23**, 935.
[2] Bramson S. — *Z. Physik*, 1930, **66**, 721.
[3] Stahel E. et Commore D. J. — *Physica*, 1935, **2**, 707.
[4] Sizoo G. J. et Commore D. J. — *Physica*, 1936, **3**, 921.
[5] Mc Millan E. — *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 801.
[6] Droste G. V. — *Z. Physik*, 1936, **100**, 529.
[7] Sizoo G. J., Eyckman et Green. — *Physica*, 1939, **6**, 1051.
[8] Stahel E. et Guillessen J. — *J. Physique Rad.*, 1940, **1**, 12.
[9] Wu C. S. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 481.
[10] Madansky L. et Rasetti F. — *Phys. Rev.*, 1951, **83** 187.
[11] Novey T. B. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 145.
[12] Novey T. B. — *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 619.
[13] Knipp J. K. et Uhlenbeck G. E. — *Physica*, 1936, **3**, 425.
[14] Bloch F. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 272.
[15] Wang Chang C. S. et Falkoff D. L. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 365.
[16] Horowitz J. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 429.
[17] Langevin M. et Allard G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 515.
[18] Nuclear Data (circ. 499). — *National bureau of Standards*, 1950.
[19] Compton et Allison. — X rays in Theory and Experiments.
[20] Feingold A. M. — *Rev. Mod. Physics*, 1951, **23**, 10.

DÉTERMINATION CALORIMÉTRIQUE DU COEFFICIENT D'ABSORPTION DU SON DANS LES COMPOSÉS ORGANIQUES LIQUIDES

Par S. PARTHASARATHY, S. S. CHARI et P. P. MAHENDROO,
National Physical Laboratory of India, New Delhi, 12.

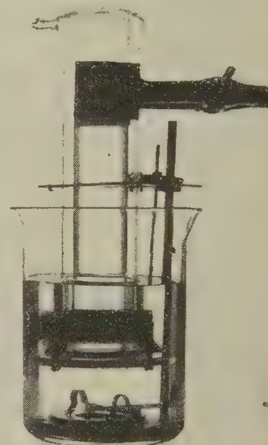
Sommaire. — L'absorption d'ondes ultrasonores de fréquence 5 Mc/s dans divers composés organiques liquides est étudiée en mesurant le dégagement de chaleur produit à différentes distances de la source par le passage des ondes. On compare les résultats avec ceux obtenus par la méthode de la pression de radiation. La concordance est bonne.

1. **Introduction.** — La chaleur produite par passage d'ondes ultrasonores dans un liquide a été signalée pour la première fois par W. T. Richards et al. [1]. Nous avons ensuite trouvé [2] qu'au voisinage de 420 kHz le dégagement de chaleur produit par le passage des ultrasons dans tous les liquides est proportionnel au coefficient d'absorption des ondes dans le liquide. En poursuivant ces recherches [3], nous avons établi que le dégagement de chaleur dû aux ondes ultrasonores est entièrement déterminé par l'intensité de la source. Si I_x est l'intensité des ondes à x cm de la source, et h_x le dégagement de chaleur, en calories par seconde, dû au passage des ondes au delà de x, h est entièrement déterminé par I_x, et s'exprime par

$$h_x = \frac{AI_x}{J},$$

où A est la section du faisceau ultrasonore en centimètres carrés, et J l'équivalent mécanique de la calorie. En d'autres termes, le dégagement de chaleur en tout point d'un liquide est proportionnel à l'intensité des vibrations en ce point. Donc, en mesurant la chaleur dégagée par les ultrasons à différentes distances de la source, nous pouvons calculer la valeur du coefficient d'absorption α par la relation $h = h_0 e^{-2\alpha x}$, où h est la chaleur produite par l'énergie ultrasonore qui a traversé une section droite du faisceau située à une distance x cm de la source et h_0 celle produite par l'absorption de l'énergie ultrasonore totale du faisceau. L'équation montre que la courbe représentant $\log h$ en fonction de x est une droite, dont la pente donne le double du coefficient d'absorption (2α).

2. **Expériences.** — Une lame de quartz piézoélectrique de surface un pouce carré (6,45 cm²) et de fréquence fondamentale 5 MHz sert de source ultrasonore. Le cristal et son montage mécanique sont plongés dans le liquide étudié, contenu dans un grand cristallisoir. Un calorimètre à double paroi de verre, avec l'espace entre les deux parois vidé et muni à sa partie inférieure d'une mince fenêtre de mica est suspendu dans le liquide, le faisceau d'ultrasons traversant tout entier la fenêtre de mica, sans toucher les parois du calorimètre.



Le vase calorimétrique contient une profondeur de liquide suffisante pour que toutes les vibrations ultrasonores qui traversent la fenêtre soient absorbées et transformées en chaleur dans le calorimètre. La fenêtre de mica permet le passage des ultrasons, tout en isolant assez le calorimètre du liquide sous-jacent pour que la chaleur reçue par le liquide du calorimètre soit seulement celle produite par le passage des ultrasons. Cette lame de mica a été prise assez mince pour laisser passer complètement le faisceau ultrasonore. Le liquide est identique à l'intérieur et à l'extérieur du calorimètre. Le calorimètre monte et descend dans le cristallisoir sous l'action d'un dispositif à crémaillère, qui permet de lire ses déplacements à 0,1 mm près.

Le cristal est excité à potentiel constant par un

émetteur d'avion. La tension haute fréquence appliquée au cristal est mesurée à l'aide d'un voltmètre à lampes et l'intensité haute fréquence par un milliampèremètre disposé en série avec le cristal. La chaleur dégagée dans le liquide du calorimètre est mesurée au moyen d'un thermomètre sensible à 0,025° C. On mesure l'élévation de température du liquide pour différentes distances du calorimètre à la source. La masse liquide restant la même dans le calorimètre, la chaleur produite par l'absorption des ondes ultrasonores qui ont traversé la fenêtre de mica est proportionnelle à l'élévation de température et, par suite, la courbe du logarithme de l'élévation de température en fonction de la distance à la source est une droite dont il suffit de mesurer la pente pour avoir le coefficient d'absorption.

3. **Les erreurs et leur correction.** — *a.* Malgré l'isolement par la fenêtre de mica, on constate une conduction de chaleur du récipient inférieur au calorimètre. Pour en tenir compte, l'élévation de température du calorimètre est notée après extinction du faisceau ultrasonore, pendant une durée égale à la moitié de celle du passage des ondes. L'élévation observée alors est déduite de celle obtenue au total pendant le passage des ultrasons : on a ainsi l'effet dû à la seule absorption des ultrasons.

b. Pour diminuer les pertes par rayonnement, l'ensemble de l'appareil (bécher et calorimètre) était enfermé dans une boîte de bois bourrée de laine de verre. Le bécher est recouvert d'un carton à travers le centre duquel on introduit le calorimètre. La partie supérieure est recouverte de laine de verre et finalement d'une planche de bois.

En dépit de ces précautions, une petite quantité de chaleur est rayonnée par le liquide du calorimètre. Pour en tenir compte, à partir du moment où le liquide commence à se refroidir, on note la chute de température qui se produit pendant un temps égal à la moitié de celui du passage des ultrasons. Cet écart de température est ajouté à l'élévation de température provoquée par le passage des ultrasons et cette somme est l'élévation correcte de température.

4. **Résultats.** — On faisait passer les radiations ultrasonores pendant 30 mn pour chaque position du calorimètre. La pente de la droite représentant les élévations de température du liquide du calorimètre en fonction de la distance de celui-ci à la source donne le double du coefficient d'absorption (2α). Le tableau I donne les élévations de température en fonction des distances et les valeurs de $\frac{\alpha}{\nu^2}$ pour les liquides étudiés. Le tableau II donne, pour comparaison, les valeurs pour les mêmes liquides de $\frac{\alpha}{\nu^2}$ déterminées par la méthode de la pression de radiation [4].

TABLEAU I.

Valeurs de $\frac{\alpha}{\nu^2}$ pour 5 MHz environ

($5{,}014 < \nu < 5{,}016$ MHz)

obtenues par la méthode calorimétrique.

Liquide.	Température initiale (°C).	Position du calorimètre (cm).	Élévation de température due au passage des ultrasons. (°C).	$\frac{\alpha}{\nu^2}\cdot 10^{15}$.
1. Benzène	30,0	4,50	2,00	8,12
		5,92	1,125	
		7,00	0,725	
2. Pyridine	26,5	4,50	1,425	5,17
		5,50	1,10	
		6,50	0,850	
3. Tétrachlorure de carbone	26,5	4,50	0,575	5,63
		5,71	0,400	
		6,71	0,300	
		7,18	0,275	
4. Éthylèneglycol	29,0	4,40	0,475	2,38
		5,40	0,425	
		7,40	0,325	
5. Cyclohexanol	30,0	4,10	0,400	4,64
		5,10	0,325	
		6,10	0,250	
6. Butyrate d'éthyle	26,5	5,40	0,550	3,19
		7,40	0,400	
7. Benzoate d'éthyle	28,0	5,0	0,525	3,09
		6,0	0,450	
8. Salicylate de méthyle	28,0	4,70	0,350	6,94
		5,70	0,250	
		6,70	0,175	
		7,20	0,150	

TABLEAU II.

Liquide.	Température.	$\frac{\alpha}{\nu^2}\cdot 10^{15}$ par la méthode calorimétrique.	$\frac{\alpha}{\nu^2}\cdot 10^{15}$ par mesure des pressions de radiation.	
1. Benzène	30,0	8,12	8,08	à 20° C
2. Pyridine	26,5	5,17	5,20	25
3. Tétrachlorure de carbone	26,5	5,63	5,86	20
4. Éthylèneglycol	29,0	2,38	2,69	24
5. Cyclohexanol	30,0	4,64	4,89	30
6. Butyrate d'éthyle	26,5	3,19	2,80	25
7. Benzoate d'éthyle	28,0	3,09	3,09	22
8. Salicylate de méthyle	28,0	6,94	7,71	23

5. **Conclusions.** — On voit sur le tableau II que les valeurs du coefficient d'absorption obtenues par la méthode calorimétrique sont en bon accord avec celles déterminées par la méthode de pression de radiation. La seule précaution à prendre est que toutes les radiations ultrasonores traversant la fenêtre de mica soient complètement absorbées par le liquide dans le calorimètre. La précision de cette méthode est finalement conditionnée par celle de la mesure de petites élévations de température. Si des améliorations permettaient de connaître celles-ci à 0,01° près, la méthode donnerait des résultats très précis. Elle est, en outre, simple et élégante, car elle n'exige aucun montage compliqué.

Manuscrit reçu le 24 décembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] BERGMANN, *Der Ultraschall*, 1949.

[2] PARTHASARATHY S., SRINIVASAN D. et CHARI S. S. — *Nature*, 1950, **166**, 828-829.

[3] PARTHASARATHY S., CHARI S. S. et SRINIVASAN D. — *Equivalence of sonic and thermal energies.* (En cours de publication aux *Annalen der Physik.*)

[4] PARTHASARATHY S., CHARI S. S. et SRINIVASAN D. — *Absorption of ultrasonic waves in organic liquids at* 5 mc/s *by radiation pressure method.* (En cours de publication.)

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 14, JUIN 1953, PAGE 368.

L'EFFET PHOTOÉLECTRIQUE DES RAYONS X SUR LES CELLULES PHOTOÉLECTRIQUES A COUCHE D'ARRÊT

Par G. BLET.

Sommaire. — Des mesures faites en exposant une cellule à couche d'arrêt au sélénium au rayonnement X d'une anticathode de tungstène sous diverses conditions d'excitation, ont mis en évidence un effet photoélectrique faible. Le courant produit s'additionne intégralement avec un courant photoélectrique d'origine lumineuse. Les mesures avec courant de polarisation ont donné des résultats analogues à ceux obtenus avec un rayonnement de lumière visible.

Enfin, l'effet de fatigue est très marqué. Le calcul du rendement quantique a donné un nombre très élevé, de l'ordre de 1000. Ce résultat est expliqué par l'hypothèse d'éjection en cascade d'électrons de moins en moins rapides.

1. **Montages.** — Nous avons utilisé pour ces essais un tube à circulation d'eau à anticathode de tungstène donnant un rayonnement réparti en longueur d'onde selon la courbe classique.

La tension d'alimentation a pu être poussée jusqu'à 80 kV et le débit du tube jusqu'à 16 mA. Le dispositif d'alimentation du tube permet, par des manœuvres convenables, d'ajuster individuellement tension et débit aux valeurs choisies à l'avance.

La cellule photoélectrique à couche d'arrêt au sélénium était placée à l'intérieur d'un boîtier métallique étanche fermé à sa partie supérieure par une mince feuille de clinquant d'aluminium de 1/10e de millimètre d'épaisseur. A l'intérieur de ce boîtier une petite ampoule permettait d'éclairer à volonté la cellule. Le câble d'alimentation de cette lampe ainsi que le câble de la cellule étaient soigneusement blindés et mis à la masse, ainsi que le boîtier, pour éviter les courants parasites dus aux effluves, la cellule étant placée juste sous la fenêtre du tube à rayons X et à une distance de 30 cm de l'axe de l'anticathode.

2. **Fatigue de la cellule.** — Deux phénomènes distincts ont été immédiatement constatés.

a. le courant de cellule met un temps appréciable pour atteindre sa valeur maxima;

b. la décroissance du courant se poursuit pendant plusieurs minutes.

La cellule était reliée à un galvanomètre à courte période, 2 s environ. Lorsque la cellule est éclairée en lumière visible, l'élongation maxima du galvanomètre est atteinte en 2 s environ. Sous le faisceau de rayons X, cette durée a été augmentée jusqu'à 8 s.

Au delà de ce maximum, la décroissance est d'abord rapide pendant une vingtaine de secondes, puis devient plus lente et se poursuit pendant plusieurs minutes. Au bout de 4 mn, nous avons arrêté nos expériences pour ne pas fatiguer le tube à rayons X.

En outre, la fatigue produite par un éclairement X de quelques minutes dure de nombreuses heures. La durée nécessaire pour que l'élongation du galvanomètre atteigne son maximum dépend de l'état de fatigue de la cellule et se trouve d'autant plus court que la fatigue est plus récente.

Cellule reposée depuis	Durée d'établissement du maximum.
1 mois	8 s
2 h	4 s
10 mn	3 s

La fatigue précédente ayant consisté dans ces trois cas en une exposition de 5 mn au rayonnement.

Les courbes de la figure 1 représentent la variation du courant de cellule en fonction du temps, pour une même tension de 60 000 V sur le tube et des intensités croissantes de 4, 8 et 12 mA. La courbe en pointillé correspond à 8 mA, mais après 2 h de repos.

Sous cette tension élevée, les photons X ont une énergie assez grande et l'établissement du courant est assez rapide. Pour mieux mettre en évidence la forme du début de la courbe, nous avons opéré sous des tensions beaucoup plus faibles, à partir de 20 000 V.

Nous avons appliqué au tube successivement, pendant 2 mn chaque fois, des tensions croissantes de 20 000, 40 000, 60 000 et 80 000 V, le débit étant constamment réglé à 4 mA et la cellule se reposant 5 mn environ entre chaque mesure.

Enfin, une dernière mesure a été faite à nouveau sous 20 000 V, pour comparer avec la mesure initiale.

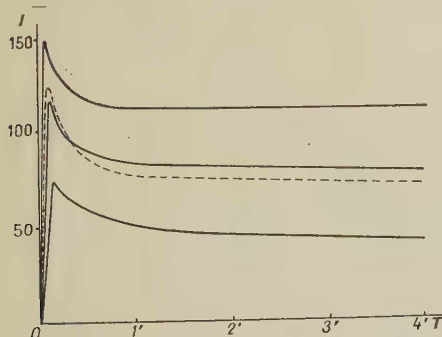


Fig. 1.

Les courbes des figures 2 et 3 reproduisent, à des échelles différentes, les variations du courant de cellule dans ces divers cas.

Sur la figure 2 sont tracées les deux courbes relatives à 20 000 V : l'établissement du courant se fait très lentement et l'effet de fatigue des mesures intermédiaires se fait très nettement sentir.

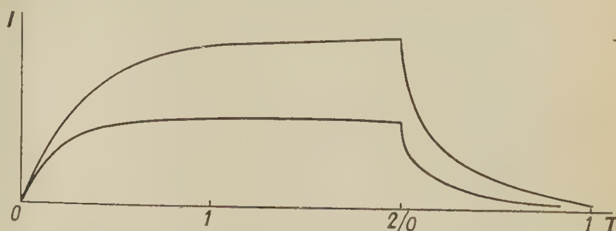


Fig. 2.

Pour les tensions supérieures, les temps ont été portés en unités logarithmiques; le maximum est atteint d'autant plus vite que la tension est plus élevée.

Les courbes de la figure 3 se rapprochent évidemment de celles de la figure 1.

Nous sommes donc en présence de deux phénomènes distincts selon le niveau d'énergie des photons X.

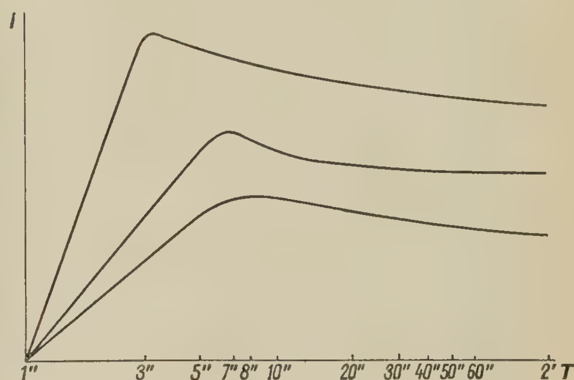


Fig. 3.

3. **Courbes caractéristiques**. — En nous plaçant dans des conditions convenables pour éliminer l'influence de la fatigue, nous avons déterminé l'influence respective de l'énergie des photons X (tension en kilovolts) et de leur nombre (courant en milliampères) sur le courant débité par la cellule.

Les quatre courbes de la figure 4 représentent respectivement pour les tensions de 30, 45, 60 et 75 kV la variation du courant de cellule en microampères en fonction du débit dans le tube en milliampères.

Ces courbes, par leur courbure très marquée, montrent une analogie frappante avec les courbes obtenues en lumière visible sous des très forts éclairements produisant à la fois fatigue et saturation.

Nous avons également fait varier la distance à

l'anticathode : le nombre de photons X rencontrant la cellule doit varier comme l'inverse du carré de la distance. Il en est à peu près de même pour le courant

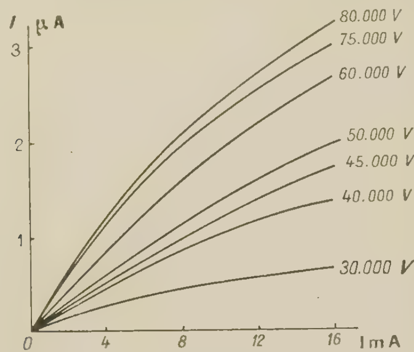


Fig. 4.

de cellule, comme le montrent les résultats du tableau I.

TABLEAU I.

Tension.	Courant (mA). 4.	8.	12.	16.	20.
40 000........	5	10	14	17	19
	5	10	13,5	15,5	17
60 000........	10	19	23	30	32
	12	23	27	33	39
80 000........	20	35	45	55	60
	25	35	44	50	55

Pour chaque tension, le nombre supérieur correspond au courant mesuré (en unités arbitraires) pour une distance d et le nombre inférieur à la moitié du courant mesuré pour une distance $\frac{d\sqrt{2}}{2}$.

La concordance est très satisfaisante, sauf pour quelques chiffres correspondant à 60 kV.

4. Superposition de photons X et de photons lumineux. — Le montage que nous avons utilisé permet, nous l'avons vu, d'éclairer la cellule en même temps qu'elle reçoit le flux de photons X.

Nous avons réglé l'éclairement de la cellule de manière à obtenir en l'absence de rayons X un courant de 1 μA. Nous avons ensuite mesuré dans divers cas le courant dû soit à la superposition avec les photons lumineux, soit aux photons X seuls.

Dans le tableau II, nous avons noté, en microampères, la différence entre ces deux courants, qui devrait être égale à 1 μA (aux erreurs d'expérience près) s'il y avait addition parfaite.

La différence est bien, approximativement, constante et égale au courant créé par les photons lumineux. La concordance est même excellente pour les faibles tensions quel que soit le débit, et aux tensions élevées pour les faibles débits. On note cependant un déchet très marqué pour les tensions et les débits élevés.

TABLEAU II.

Tension.	Courant (mA). 4.	8.	12.	16.
30 000...........	1,03	1,02	1,02	1,02
45 000...........	1,03	1,02	1,00	1,00
60 000...........	1,00	0,96	0,98	1,00
75 000...........	0,98	0,97	0,86	0,78

En d'autres termes, un flux intense de rayons X à grande énergie diminue de façon appréciable la sensibilité de la cellule pour les rayons lumineux.

5. Influence de la polarisation. — Il était intéressant de voir également l'influence d'une tension de polarisation sur le courant photoélectrique dû aux rayons X.

Nous avons tout d'abord déterminé la valeur du courant de polarisation dans chaque sens (photoélectrique et inverse) pour diverses tensions de polarisation s'échelonnant en 10 en 10 mV de 0 à 100 mV. Ensuite nous avons superposé le courant photoélectrique obtenu pour une même tension du tube (60 000 V) et divers débits (4, 8, 12 et 16 mA).

Les résultats sont représentés par les courbes de la figure 5.

Ces quatre courbes mettent en évidence les deux lois suivantes. Pour une polarisation positive, c'est-à-dire selon nos conventions, créant un courant de même sens que le courant photoélectrique, le faisceau de courbes est divergent : le courant total est plus grand que la somme des deux autres et d'autant plus que la polarisation est plus élevée.

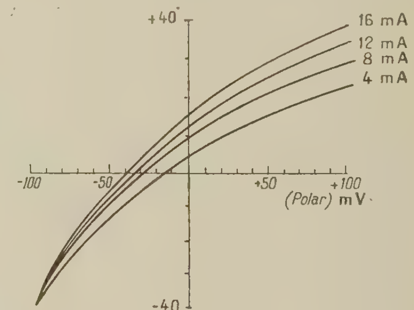


Fig. 5.

Par contre, pour une polarisation négative, le faisceau de courbes est convergent et le courant total est plus petit que la somme des deux et d'autant plus que la polarisation est plus grande.

Ces deux lois sont les mêmes qualitativement que celles que nous avons mises en évidence dans le cas d'un courant photoélectrique produit par des photons lumineux.

6. Considérations générales sur l'ensemble de ces résultats. — L'ensemble des mesures que nous venons de présenter nous montre que vis-à-vis des photons X, le comportement d'une cellule photoélectrique à couche d'arrêt est, d'une façon générale, le même que vis-à-vis des photons lumineux. Il y a toutefois une différence considérable en ce qui concerne l'ordre de grandeur du courant débité (3 μA au maximum pour les rayons X) et l'ampleur des phénomènes de fatigue.

Étant donné la grandeur et la persistance des effets de fatigue constatés pour les rayons X, on pourrait s'attendre à avoir des courants très importants. Or, il n'en est rien. Les courants obtenus atteignent tout juste 3 μA, alors qu'en lumière ordinaire un tel courant est obtenu avec un éclairement de 2 lux, ce qui est très peu et correspond pour la cellule utilisée à un flux lumineux de 1/200e de lumen. Ce flux lumineux en lumière blanche correspond approximativement à une puissance de 25 μW.

Il est intéressant de chercher à évaluer la puissance des rayonnements X que nous avons utilisés précédemment.

7. Mesure de l'énergie X rayonnée. — Nous avons mesuré l'énergie du rayonnement X au moyen d'un compteur à ionisation : le dosimètre Hammer, à une distance de 30 cm.

Cet appareil mesure le rayonnement en röntgen, unité pratique. Le compteur enregistre 1 top pour 5 röntgens. Nous avons mesuré dans chaque cas le temps nécessaire au comptage de 25 röntgens, soit 5 tops. Ce temps nous a permis de mesurer l'intensité du rayonnement en röntgen par seconde.

Les résultats sont reproduits dans le tableau III.

Tableau III.

Intensité du faisceau en röntgens par seconde.

V(kV). I(mA).	4.	8.	12.	16.
40	0,24	0,41	0,60	0,76
60	0,44	0,76	1,10	1,40
80	0,58	1,00	1,45	1,84

Par ailleurs, nous connaissons la correspondance entre les unités röntgens et l'énergie en erg par seconde et par centimètre carré. Il n'y a pas proportionnalité, le coefficient dépendant de la longueur d'onde du rayonnement incident, comme l'absorption et l'ionisation

$$E(\text{erg/s/cm}^2) = \frac{I(\text{röntgen}) \times 230}{\lambda^3}.$$

Dans le tableau IV, nous avons relevé pour diverses valeurs de la tension (en kilovolts) la longueur d'onde correspondant au maximum de l'émission, la transmission de la fenêtre d'aluminium utilisée, la valeur du coefficient $\frac{230}{\lambda^3}$ et l'énergie du quantum en joules.

Tableau IV.

V(kV).	λ_m(Å).	τ(%).	$\frac{230}{\lambda^3}$.	$h\nu$ (joules).
40	0,50	75	1 840	$3,9 \cdot 10^{-15}$
60	0,40	90	3 590	$4,85 \cdot 10^{-15}$
80	0,35	100	5 350	$5,55 \cdot 10^{-15}$

La cellule à couche d'arrêt utilisée ayant une surface utile de 27,3 cm², nous avons calculé pour chaque tension et chaque débit l'énergie totale reçue en milliwatts (tableau V).

Tableau V.

Énergie reçue en milliwatts.

V(kV). I(mA).....	4.	8.	12.	16.
40	1,2	2	3	3,8
60	4,3	7,4	10,8	13,7
80	8,5	14,6	21,1	26,8

8. Calcul du rendement. — Connaissant l'intensité en microampères débitée par la cellule, nous avons pu en déduire deux formes de rendement :

a. le rendement en milliampères par watt;
b. le rendement en électrons par watt.

Les variations de ces rendements sont représentées par le réseau de courbes de la figure 6.

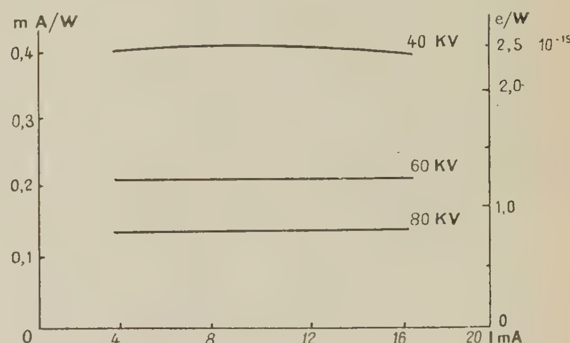


Fig. 6.

Il est intéressant de noter tout de suite que le courant de 3 μA correspond à une énergie de 25 μW environ en lumière blanche et à une énergie de 27 mW environ en rayonnement X.

Le rendement énergétique de la cellule est donc mille fois plus faible sensiblement vis-à-vis du rayonnement X que vis-à-vis de la lumière visible.

Nous voyons sur ces courbes que le rendement est à peu près indépendant de l'intensité dans le tube à rayons X. Ceci correspond au fait que le

courant débité par la photopile étant très faible, le potentiel retardateur reste très faible et son action est insensible : il y a pratiquement proportionnalité du courant débité à l'énergie reçue.

Par contre le rendement diminue très vite lorsque la tension du tube augmente. Nous pouvons supposer dans ce cas que l'énergie des photons X augmentant, ils sont moins absorbés par le sélénium, cette absorption diminuant plus vite que n'augmente leur énergie individuelle, ce qui est connu.

Nous pouvons faire le calcul de l'énergie X absorbée par le sélénium, en supposant que la fraction transmise et absorbée par le fer donne lieu à des phénomènes secondaires d'importance restreinte.

La fraction transmise est donnée par

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x},$$

μ étant le coefficient d'absorption du sélénium et x son épaisseur en centimètres.

Nous avons calculé μ à partir des tables pour

$$\lambda = 0{,}50, \quad 0{,}40 \quad \text{et} \quad 0{,}35 \text{ Å}.$$

Les valeurs correspondantes sont 23, 63 et 42.

L'épaisseur x étant très faible, nous pouvons développer $\frac{I}{I_0}$ en série. En première approximation nous trouvons

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \mu x,$$

d'où, pour la fraction absorbée

$$\frac{I_0 - I}{I_0} = \mu x,$$

elle est proportionnelle à μ.

Comparons pour les trois tensions utilisées, les rendements en milliampères par watt et les absorptions :

V (kV).	40.	60.	80.
λ (Å)	0,50	0,40	0,35
ρ (*m*A/W)	0,40	0,22	0,14
μ	123	63	42
$\frac{\mu}{\rho}$	308	286	300

Nous constatons que le rapport est à peu près constant, ce qui justifie nos hypothèses.

Donc le rendement énergétique vrai : rapport de l'énergie électrique débitée à l'énergie X absorbée, est indépendant de l'énergie des photons X dans les limites de nos expériences.

A partir des données précédentes, nous pouvons calculer le rendement quantique apparent : nombre de photoélectrons débités par photon X *incident*.

Ce rendement est pratiquement indépendant du courant dans le tube, mais décroît avec la tension appliquée :

Pour 40 kV		9,7
» 60 »		6,7
» 80 »		4,9

Pour déduire de ces valeurs le rendement quantique vrai : nombre de photoélectrons débités par photon X *absorbé*, il faudrait connaître l'épaisseur de la couche de sélénium. N'ayant pu obtenir ce renseignement des constructeurs, nous avons été réduits à déterminer chimiquement la masse de sélénium recouvrant une surface connue. L'analyse se termine par une titrimétrie à l'iode dont le virage dépend de la durée et qui semble par là assez imprécise. D'autre part, nous avons dû supposer que la densité de cette couche est celle du sélénium à l'état massif, soit 4,5. Le résultat brut nous a donné une épaisseur de 0,6 μ. Étant donné les causes d'incertitude ci-dessus énoncées, nous avons admis le chiffre rond de 1 μ.

La fraction de rayonnement absorbée est égale à μx, soit

Pour 40 kV	0,0123
» 60 »	0,0063
» 80	0,0042

Les rendements quantiques vrais deviennent donc :

Pour 40 kV	790
» 60 »	1060
» 80 »	1170

Il faut tenir compte évidemment de toutes les imprécisions de nos mesures, en particulier de celles concernant la mesure absolue de l'énergie du rayonnement X et de celle de l'épaisseur de la couche de sélénium.

Admettons un rendement quantique moyen de l'ordre de 1000 avec une incertitude qui peut peut-être faire varier ce nombre de la moitié au double.

Comparons, dans les deux cas, lumière visible et rayonnement X, le rendement en milliampères par watt incident, en électrons par watt incident, la fraction absorbée, l'énergie du photon et le rendement quantique.

Faisons le rapport de ces valeurs en mettant au numérateur la grandeur correspondant au visible et au dénominateur celle correspondant au rayonnement X.

Nous obtenons le tableau suivant pour 60 kV

ρ (mA/W).	ρ (e/W).	τ.	$h\nu$.	ρ quantique.
1000	1000	158	7.10^{-5}	0,0005

Quelques calculs simples montrent que ce tableau est parfaitement cohérent.

De plus, nous constatons une augmentation du rendement quantique vrai avec l'énergie du photon X.

9. **Essai d'interprétation.** — Nous pouvons imaginer une réaction en cascade où le photon X à grande énergie arrachera d'abord un électron donné de très grande vitesse. Celui-ci est susceptible, en plusieurs chocs successifs, de partager son énergie entre plusieurs électrons moins rapides.

Le nombre des électrons émis ira ainsi en se multipliant au fur et à mesure que leur énergie individuelle décroît.

Dès lors, il est compréhensible que seuls quelques électrons rapides subsistent, leur grande vitesse leur ayant permis de sortir avant de perdre leur énergie par chocs. Par contre, le nombre des électrons lents doit être considérable.

Conclusions. — Nous avons mis en évidence un rendement quantique de l'ordre de 1000 dans l'effet photoélectrique des rayons X.

Manuscrit reçu le 10 janvier 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

AUGER P. — Sur les rayons secondaires produits dans un gaz par des rayons X. *C. R. Acad. Sc.*, 1925, **180**, 65.

AUGER P. et PERRIN F. — Considérations théoriques sur les directions d'émission des photoélectrons. *C. R. Acad. Sc.*, 1925, **180**, 1742.

AUGER P. — Sur l'étude expérimentale des directions d'émission des photoélectrons. *C. R. Acad. Sc.*, 1925, **130**, 1939.

AUGER P. et PERRIN F. — Sur la répartition dans l'espace des directions d'émission des photoélectrons. *C. R. Acad. Sc.*, 1926, **183**, 277.

AUGER P. — Sur les directions d'émission des photoélectrons. *C. R. Acad. Sc.*, 1928, **186**, 758.

AUGER P. — Sur les directions d'émission des photoélectrons *C. R. Acad. Sc.*, 1928, **187**, 1141.

AUGER P. — Influence du niveau d'origine des photoélectrons sur la répartition dans l'espace de leurs directions initiales. *C. R. Acad. Sc.*, 1929, **188**, 447.

AUGER P. — Sur la théorie de l'effet photoélectrique. *C. R. Acad. Sc.*, 1929, **188**, 1287.

AUGER P. et Mlle MEYER T. — Sur les directions d'émission des photoélectrons. *C. R. Acad. Sc.*, 1931, **192**, 672.

BOUTRY G. A. — Les phénomènes photoélectriques et leurs applications. *Conférences rapports de documentation sur la Physique.* N° 25, Paris, 1936.

BURHOP E. H. S. — The Auger Effect, Cambridge University Press, 1952.

ÉTUDE DE LA LOI DE VEGARD

Par Gérard FOURNET,
Division Rayons X de l'O. N. E. R. A. (1),
Conservatoire National des Arts et Métiers.

Sommaire. — A partir d'un schéma très simple on peut obtenir l'ordre de grandeur et le sens des différences entre les résultats expérimentaux et les prévisions de la loi de Végard relative aux solutions solides. L'accord avec l'expérience semble bon.

1. **Introduction.** — La loi de Végard indique que pour les solutions solides de substitution, le paramètre du réseau varie linéairement avec la composition atomique. Cette loi n'est qu'une loi approchée et l'on peut en observer soit des déviations positives (*fig.* 1) soit des déviations négatives (*fig.* 2). Nous nous sommes proposés d'expliquer très schématiquement l'ensemble de ces faits.

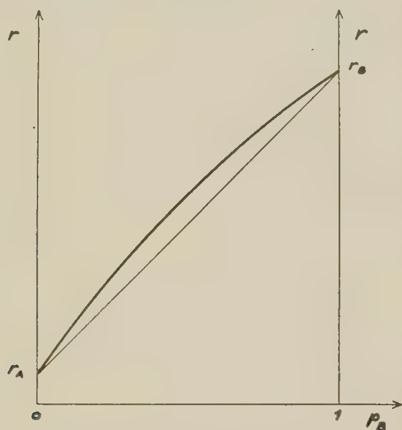


Fig. 1. — La variation du paramètre r en fonction de la composition atomique p_B présente des déviations positives par rapport à la loi de Vegard.

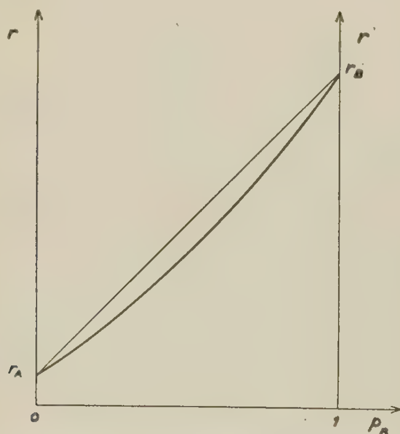


Fig. 2. — La variation du paramètre r en fonction de la composition atomique p_B présente des déviations négatives par rapport à la loi de Vegard.

2. **Définition du modèle choisi.** — Nous supposons que pour toutes les concentrations le réseau reste parfait, le seul effet de la concentration étant de faire varier le paramètre. Nous supposons donc qu'il n'y a aucune distorsion du réseau; nous avons un appui expérimental dans les observations de F. Sebilleau (Communication personnelle) faites au moyen d'une nouvelle technique de diffraction de rayons X sur des solutions solides d'aluminium-cuivre : les raies (1 1 1) et (2 0 0) de la solution solide sont très fines ce qui indique probablement une très bonne cohérence dans l'ensemble du réseau de la solution solide.

Nous supposons le réseau « figé » négligeant tout effet d'agitation thermique. Si nous admettons alors que l'énergie potentielle totale est la somme des énergies mutuelles des atomes pris deux à deux nous pouvons noter l'énergie potentielle entre deux « atomes » A et B séparés par un vecteur $\vec{r}$ par $W_{AB}\left(\left|\vec{r}\right|\right)$ ou $W_{AB}(r)$ puisque seul le module du vecteur $\vec{r}$ peut intervenir étant donné la symétrie du réseau.

Nous admettons que le réseau est idéal sans aucune lacune.

Certains de nos calculs ne sont valables que dans le cas de deux métaux formant une solution solide continue.

3. **Expression de l'énergie interne et condition de stabilité.** — Nous pouvons maintenant écrire l'énergie potentielle sous la forme

$$E = \frac{1}{2}\sum_{i}\sum_{j\neq i} W_{CD,ij}, \qquad (1)$$

(1) Maintenant aux laboratoires de Télécommunications de la Société Alsacienne de Constructions Mécaniques, 51, rue de l'Amiral-Mouchez, Paris (13e).

où i et j désigne les nœuds du morceau de matière considérée, C et D les natures (A ou B) des atomes situés aux nœuds i et j. Nous allons maintenant introduire une fonction de la répartition f_i définie pour chaque nœud i; cette fonction prend la valeur 1 quand le nœud i est occupé par un atome A et la valeur 0 pour un atome B. L'énergie s'exprime maintenant par

$$\begin{aligned} E = {} & \frac{1}{2}\sum_i \sum_{j\neq i} f_i f_j W_{AA,ij} + \frac{1}{2}\sum_i \sum_{j\neq i} f_i(1-f_j) W_{AB,ij} \\ & + \frac{1}{2}\sum_i \sum_{j\neq i} (1-f_i) f_j W_{BA,ij} \\ & + \frac{1}{2}\sum_i \sum_{j\neq i} (1-f_i)(1-f_j) W_{BB,ij} \end{aligned}$$

ou encore

$$\begin{aligned} E = {} & \frac{1}{2}\sum_i \sum_{j\neq i} f_i f_j (W_{AA,ij} - W_{AB,ij} - W_{BA,ij} + W_{BB,ij}) \\ & + \frac{1}{2}\sum_i \sum_{j\neq i} f_i W_{AB,ij} + \frac{1}{2}\sum_i \sum_{j\neq i} f_j W_{BA,ij} \\ & + \frac{1}{2}\sum_i \sum_{j\neq i} (1-f_i-f_j) W_{BB,ij}, \end{aligned} \tag{2}$$

Le premier terme de (2) est le terme qui intervient lors de la théorie des modifications ordre-désordre; nous posons, pour simplifier des expressions ultérieures :

$$W_{ij} = W_{AA,ij} + W_{BB,ij} - 2W_{AB,ij}. \tag{3}$$

Dans le deuxième terme de (2) considérons d'abord la somme par rapport à j :

$$\frac{1}{2}\sum_{j\neq i} W_{AB,ij}; \tag{4}$$

les fonctions $W_{AB}(r)$ étant toujours rapidement décroissantes la somme (4) est indépendante de la position du nœud i, sauf si ce nœud est à moins de quelques distances atomiques de la surface extérieure du morceau de matière envisagé; ces effets de bords sont toujours négligeables aussi la valeur du deuxième terme de (2) s'obtient en multipliant (4) par $\sum_i f_i$. Cette dernière somme est égale au nombre d'atomes A présents sur les N nœuds du réseau, soit Np_A si p_A désigne la concentration atomique des atomes A ($p_A + p_B = 1$). La valeur du deuxième terme de (2) est donc $\frac{1}{2}Np_A\sum_{i\neq j} W_{AB,ij}$; la valeur du troisième lui est identique. Un calcul semblable fournit pour valeur du quatrième terme

$$\frac{1}{2}(N - p_A N - p_A N)\sum_{j\neq i} W_{BB,ij}.$$

Nous pouvons maintenant exprimer l'énergie (2) sous la forme

$$\begin{aligned} E = {} & \frac{1}{2}\sum_i \sum_{j\neq i} f_i f_j W_{ij} + Np_A \sum_{j\neq i} W_{AB,ij} \\ & + \frac{N}{2}(p_B - p_A)\sum_{j\neq i} W_{BB,ij}. \end{aligned}$$

En faisant intervenir la probabilité $n_{2,AA}(r_i)$ de trouver à la fois deux atomes A en position de $i^{\text{ième}}$ voisins et le nombre c_i de $i^{\text{ième}}$ voisins d'un nœud quelconque nous obtenons en définitive

$$\begin{aligned} E = {} & \frac{1}{2}N\sum_i c_i n_{2,AA}(r_i) W(r_i) \\ & + \frac{N}{2}\sum_i c_i[2p_A W_{AB}(r_i) + (p_B - p_A) W_{BB}(r_i)]. \end{aligned} \tag{5}$$

Pour une température donnée et *une répartition* p_A, p_B *bien précisée* l'état le plus stable est celui qui rend l'énergie interne totale minimum. Nous allons maintenant supposer que le réseau cristallin des solutions solides A-B peut être caractérisé par un seul paramètre; c'est le cas des réseaux cubiques centrés et cubiques à faces centrées.

Pour des raisons de commodités, nous prendrons comme variable indépendante r_1, distance entre premiers voisins. Nous allons maintenant calculer la dérivée $\frac{\partial}{\partial r_1}\left(\frac{2E}{N}\right)$ en supposant que seul les premiers voisins interviennent dans l'expression (5); en notant par E_1 la contribution de ces premiers voisins, nous obtenons

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r_1}\left(\frac{2E_1}{N}\right) = {} & c_1 W(r_1)\frac{\partial}{\partial r_1} n_{2,AA}(r_1) \\ & + c_1 n_{2,AA}(r_1) W'(r_1) \\ & + c_1[2p_A W'_{AB}(r_1) + (p_B - p_A) W'_{BB}(r_1)], \end{aligned} \tag{6}$$

où nous désignons par $W'_{AB}(r_1)$ la valeur pour $r = r_1$ de la dérivée de $W_{AB}(r)$ par rapport à r. Si nous considérons maintenant l'influence des termes dus aux seconds voisins, l'expression de $\frac{\partial}{\partial r_2}\left(\frac{2E_2}{N}\right)$ sera identique au point de vue formel à l'expression (6); nous savons que $r_2 = k_2 r_1$, où k_2 est une constante dépendant de la structure du réseau de sorte que

$$\frac{\partial}{\partial r_1}\left(\frac{2E_2}{N}\right) = k_2\frac{\partial}{\partial r_2}\left(\frac{2E_2}{N}\right).$$

La condition générale de stabilité est donc

$$\begin{aligned} 0 = \frac{\partial}{\partial r_1}\left(\frac{2E}{N}\right) \equiv {} & \sum_i\Big[k_i c_i W(r_i)\frac{\partial}{\partial r_i} n_{2,AA}(r_i) \\ & + k_i c_i n_{2,AA}(r_i) W'(r_i)\Big] \\ & + \sum_i k_i c_i[2p_A W'_{AB}(r_i) \\ & + (p_B - p_A) W'_{BB}(r_i)], \end{aligned} \tag{7}$$

où il convient de poser $k_1 = 1$.

4. **Cas des solutions solides idéales.** — Certaines études récentes des transformations ordre-désordre [2] ont montré que les valeurs de la fonction W_{ij} — définie par la relation (3) — sont en général très faibles devant les valeurs des fonctions $W_{AB,ij}$.

Nous définissons les solutions solides idéales par

$$W(r) = W_{AA}(r) + W_{BB}(r) - 2W_{AB}(r) \equiv 0; \qquad (8)$$

dans ce cas, on montre facilement [1], [2] que les fonctions $n_{2,AA}(r_i)$ sont toujours identiques à p_A, c'est-à-dire que les atomes A et B se répartissent idéalement au hasard, sans aucun ordre à petite distance. L'équation générale qui définit la valeur stable de r_1 est alors

$$0 = \sum_i k_i c_i [2p_A W'_{AB}(r_i) + (p_B - p_A) W'_{BB}(r_i)],$$

soit encore en remplaçant W_{AB} par sa valeur tirée de (8) :

$$0 = \sum_i k_i c_i [p_A W'_{AA}(r_i) + p_B W'_{BB}(r_i)]. \qquad (9)$$

Considérons maintenant, avec les mêmes hypothèses, un morceau du métal A *de même structure cristalline que la solution solide* que nous considérons; on voit facilement que la valeur de $r_{1,A}$ (distance entre premiers voisins du métal A) est définie à partir de

$$0 = \sum k_i c_i W'_{AA}(r_i)$$

et

$$r_i = k_i r_{1,A}.$$

Si nous considérons la fonction

$$\frac{2E_A(r)}{N} = \sum_i c_i W_{AA}(r_i), \qquad (10)$$

les r_i étant définis par

$$r_i = kr,$$

nous pouvons donc poser pour traduire la stabilité du métal A :

$$\frac{2E_A(r)}{N} = E_{0,A} + \alpha_A(r - r_{1,A})^2 + \ldots; \qquad (11)$$

de même la fonction E_B, définie par analogie avec (10), est égale à

$$\frac{2E_B(r)}{N} = E_{0,B} + \alpha_B(r - r_{1,B})^2 + \ldots; \qquad (12)$$

les coefficients α_A et α_B sont essentiellement positifs.

Notre équation générale (9) s'écrit maintenant

$$0 = 2p_A\alpha_A(r_1 - r_{1,A}) + 2p_B\alpha_B(r_1 - r_{1,B}) + \ldots; \qquad (13)$$

nous pouvons alors calculer en négligeant les termes du second ordre la distance r_1 relative à un alliage de composition p_A, p_B au moyen de

$$r_1 = \frac{p_A\alpha_A r_{1,A} + p_B\alpha_B r_{1,B}}{p_A\alpha_A + p_B\alpha_B}. \qquad (14)$$

Nous pouvons pour simplifier l'écriture supprimer l'indice 1 de l'expression (14) puisqu'il est bien évident que la relation (14) s'applique à toutes les distances homologues des métaux purs A et B et de la solution solide considérée. Nous allons maintenant spécifier que le métal A est celui auquel correspond le plus petit paramètre

$$r_{1,A} < r_{1,B};$$

pour comparer les coefficients α_A et α_B nous poserons $\alpha_B = C\alpha_A$. Nous obtenons maintenant à partir de (14)

$$r = \frac{p_A r_A + p_B C r_B}{p_A + p_B C};$$

l'étude rapide de cette fonction montre que $C > 1$ conduit à des écarts positifs et $C < 1$ à des écarts négatifs à la loi de Vegard (courbe des figures 1 et 2) la valeur particulière $C = 1$ correspond à l'énoncé même de la loi (variation linéaire de r avec p).

Nous voyons ainsi le rôle essentiel de la constante C liée aux coefficients α_A et α_B. Pour chercher la signification physique de α nous allons considérer le coefficient de compressibilité β d'un métal, coefficient défini par

$$\left(\frac{d^2E}{dV^2}\right)_{V=V_0} = \frac{1}{V_0\beta},$$

où V désigne le volume du morceau de métal considéré (V_0 étant le volume d'équilibre) et E, la fonction définie par l'expression (10). Le volume est proportionnel à r_3 ($V = NDr_3$), d'où

$$\frac{d}{dV} = \frac{d}{dr}\frac{dr}{dV} = \frac{1}{3NDr^2}\frac{d}{dr}$$

et

$$\frac{d^2}{dV^2} = \frac{1}{3NDr^2}\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{3NDr^2}\frac{d}{dr}\right)$$
$$= -\frac{2}{9N^2D^2r^5}\frac{d}{dr} + \frac{1}{9N^2D^2r^4}\frac{d^2}{dr^2}.$$

Le coefficient de compressibilité β s'obtient donc par

$$\frac{1}{9N^2D^2r^4}\frac{N}{2}2\alpha = \frac{1}{V_0\beta},$$

d'où la valeur du coefficient α :

$$\alpha = 9D\frac{r}{\beta}.$$

Le coefficient D dépend de la structure cristalline du corps considéré et de la variable $r_i = r$ choisie; pour un réseau cubique à face centrée par exemple D est égal à $\frac{1}{\sqrt{2}}$ si l'on choisit $r = r_1$ et à $\frac{1}{4}$ si l'on

choisit $r = r_2$. Avec des définitions cohérentes et pour des métaux possédant la même structure, les coefficients α seront proportionnels aux $\frac{r}{\beta}$.

5. **Comparaison avec l'expérience.** — Nous pouvons déjà remarquer que notre formule indique des déviations toujours positives ou toujours négatives conformément à la quasi-totalité des expériences. Nous avons calculé les valeurs de $\frac{r_2}{\beta}$ pour différents métaux, tous de structure cubique à faces centrées; le paramètre r_2 est exprimé en angstroms, et le coefficient de compressibilité β en 10^{-12} cm^2.dyne^{-1}.

Tableau I.

	r_2.	β.	$\frac{r_2}{\beta}$.
Ni	3,51	0,53	6,6
Co	3,55	0,54	6,6
Cu	3,609	0,746	4,84
Pd	3,88	0,53	7,3
Pt	3,92	0,37	10,6
Au	4,0700	0,595	6,83
Ag	4,0776	1,006	4,05
β Tl	4,84	2,3	2,1
Pb	4,93	2,35	2,10

Les valeurs de β sont extraites de plusieurs Ouvrages [3], [4], [5] et [6]; les valeurs de β sont en général assez condordantes sauf peut-être pour Pd et Pt.

Dans tous les couples de métaux que nous allons examiner nous écrirons toujours en premier celui qui présente le plus petit paramètre (le métal A avec nos notations).

Barrett annonce que la loi linéaire de Vegard est correcte pour Pt-Au ($C = \frac{6,83}{10,6} = 0,64$), Pd-Au ($C = 0,94$), β Tl-Pb ($C = 1,00$); on observe par contre des déviations négatives pour Ni-Cu ($C = 0,73$), Au-Ag ($C = 0,59$), Pd-Ag ($C = 0,55$), Pt-Ag ($C = 0,38$), Ni-Co ($C = 1,00$), alors que les déviations sont positives dans le cas de Cu-Au ($C = 1,41$), Cu-Pd ($C = 1,51$). Nous savons que nos prévisions théoriques nous conduisent respectivement pour ces trois cas à $C = 1$, $C < 1$ et $C > 1$. Il y a bon accord en général : sur les dix essais exécutés, un seul (Pt-Au) est mauvais (la dispersion des valeurs de β_{Pt} que l'on peut trouver dans la littérature ne permet pas d'expliquer ce fait).

Les alliages Cu-Ag ne forment pas une solution solide continue comme c'est le cas pour la quasi-totalité des alliages que nous venons d'examiner. Notre modèle est donc peu adapté aux alliages Cu-Ag et le fait de trouver des déviations positives [5] à la loi de Vegard pour les deux types de solutions solides (p_{Cu} grand ou petit) alors que notre critère prévoit le contraire ($C = 0,84 < 1$) n'est pas une objection grave.

Voyons maintenant si nous pouvons tirer d'autres conclusions de l'étude de la relation

$$r = \frac{p_A r_A + p_B C r_B}{p_A + p_B C}$$

en considérant plus spécialement les variations de r avec p_B. Quand C est égal à 1, nous obtenons la droite en trait fort de la figure 3. Pour une valeur quelconque de C cherchons pour quelle valeur de p_B la courbe $r = r(p_B)$ possède une tangente parallèle à la droite que nous venons de considérer; on trouve :

$$p_{B,M} = \frac{1}{1+\sqrt{C}}, \qquad (17)$$

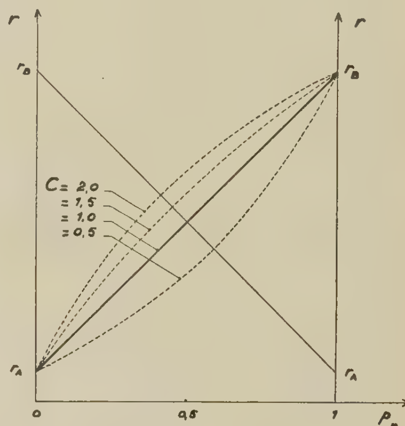


Fig. 3. — Nous indiquons plusieurs formes de courbes relatives aux solutions solides idéales.

à partir de

$$\frac{dr}{dp_B} = \frac{C(r_B - r_A)}{(1 - p_B + C p_B)^2} = r_B - r_A;$$

la valeur de r correspondante est

$$r_M = \frac{r_A + \sqrt{C}\, r_B}{1+\sqrt{C}} = p_{B,M} r_A + (1 - p_{B,M}) r_B, \qquad (18)$$

ce qui indique que le lieu des points r_M, $p_{B,M}$ est la droite en trait fin de la figure 3. C'est à la concentration $p_{B,M}$ que la différence entre la valeur de r prévue par la relation (15) et la valeur $p_A r_A + p_B r_B$ de la loi de Vegard est maximum; cette différence est égale à

$$\Delta r = (r_B - r_A)\frac{\sqrt{C} - 1}{\sqrt{C} + 1}. \qquad (19)$$

Une estimation faite sur la figure 7 (p. 202) de *Structure of Metals* fournit pour Δr_2 (valeur de Δr correspondant aux seconds voisins)

Cu-Pd	$\Delta r_2 = +0,015$ Å
Cu-Au	$\Delta r_2 = +0,024$ Å
Ni-Cu	$\Delta r_2 = -0,008$ Å
Au-Ag	$\Delta r_2 = -0,0061$ Å

alors que les valeurs théoriques (19) sont dans l'ordre : + 0,022 Å + 0,038 Å puis — 0,007 Å et — 0,0010 Å.

Nous venons ainsi de voir que notre critère relatif aux solutions solides « idéales » prévoit correctement le sens et l'ordre de grandeur des phénomènes liés à la loi de Vegard.

6. **Effet de la fonction $W(r)$ et de l'ordre à petite distance.** — Nous montrons [7] dans un autre article que les phénomènes d'ordre à petite distance sont toujours présents dans le cas des solutions solides. La valeur de la probabilité $n_{2,AA}(r_i)$ de trouver deux atomes A sur deux nœuds dans la position de $i^{\text{èmes}}$ voisins sera évaluée au moyen de l'approximation

$$n_{2,AA}(r_i) = \frac{1+(w_i-1)2p_A - \sqrt{(2p_A-1)^2+4w_ip_A(1-p_A)}}{2(w_i-1)}, \quad (20)$$

où w_i désigne la quantité

$$w_i = e^{-\frac{W'(r_i)}{kT}} \quad (21)$$

pour plus de détails, on se reportera aux articles [2] et [7]. Dans le cas où $w_i - 1$ est faible on peut établir le développement

$$n_{2,AA}(r_i) = p_A^2 + (w_i-1)p_A^2(1-p_A)^2 + \ldots \quad (22)$$

En employant les deux premiers termes de ce développement, l'équation générale d'équilibre devient

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\partial}{\partial r_1}\left(\frac{2E}{N}\right) \\ &= \sum_i \Big\{ k_ic_iW(r_i)p_A^2p_B^2w_i\left[-\frac{W'(r_i)}{kT}\right] \\ &\qquad + k_ic_ip_A^2W'(r_i) + k_ic_i(w_i-1)p_A^2p_B^2W'(r_i)\Big\} \\ &\quad + \sum_i k_ic_i[p_AW'_{AA}(r_i)+p_BW'_{BB}(r_i)-p_AW'(r_i)]. \quad (23) \end{aligned}$$

Considérons, pour un moment, uniquement le coefficient de $k_ic_i\,W'(r_i)$:

$$-\frac{W(r_i)}{kT}p_A^2p_B^2w_i + p_A^2 + (w_i-1)p_A^2p_B^2 - p_A,$$

soit

$$-p_Ap_B + p_A^2p_B^2\left[(w_i-1) - w_i\frac{W(r_i)}{kT}\right],$$

qui est encore égal, en ne considérant que les deux premiers termes du développement de (21), à

$$-p_Ap_B - 2p_A^2p_B^2\frac{W(r_i)}{kT} + \ldots.$$

L'expression générale (23) peut donc maintenant s'écrire sous la forme

$$\begin{aligned} 0 &= 2p_A\alpha_A(r_1-r_{1,A}) + 2p_B\alpha_B(r_1-r_{1,B}) \\ &\quad - p_Ap_B\sum_i k_ic_iW'(r_i)\left[1+2p_Ap_B\frac{W(r_i)}{kT}\right] + \ldots \end{aligned}$$

Si nous ne gardons que les termes en $k_ic_i\,W'(r_i)$, nous obtenons pour r_1 :

$$r_1 = \frac{p_Ar_A + Cp_Br_B}{p_A+Cp_B} + \frac{p_Ap_B}{p_A+Cp_B}\,\frac{\sum_i k_ic_iW'(r_i)}{2\alpha_A}. \quad (24)$$

Pour les solutions solides de *deux métaux bien précisés* nous avons le droit de poser

$$\frac{\sum k_ic_iW'(r_i)}{2\alpha_A} = F.(r_B-r_A); \quad (25)$$

nous obtenons alors

$$r_1 - r_A = p_B(r_B-r_A)\left[1+\frac{p_A}{p_A+Cp_B}(C+F-1)\right], \quad (26)$$

la loi linéaire de Vegard correspondant à l'expression

$$r_1 - r_A = p_B(r_B-r_A). \quad (27)$$

En mettant l'expression (26) sous la forme

$$\begin{aligned} &(r_1-r_A) - p_B(r_B-r_A) \\ &\quad = (r_B-r_A)\frac{p_Ap_B}{p_A+Cp_B}(C+F-1) \quad (28) \end{aligned}$$

nous obtenons un moyen simple de passer de la distance r_1 relative aux solutions solides idéales ($F = 0$) (distance que nous désignerons maintenant par $r_{1,0}$) à l'expression de la distance r_1 comprenant le premier terme correctif relatif à la fonction $W(r)$:

$$\begin{aligned} &[(r_1-r_A)-p_B(r_B-r_A)] \\ &\quad = \frac{C+F-1}{C-1}[(r_{1,0}-r_A)-p_B(r_B-r_A)]. \quad (29) \end{aligned}$$

Nous voyons ainsi que pour le modèle de solutions solides que nous avons considéré l'expression de la loi relative aux solutions solides idéales est une bonne approximation quand F est petit devant C. Les formules (26), (28) ou (29) permettent d'obtenir un bon accord avec l'expérience pour les solutions solides Pt-Au en supposant que $C + F - 1 = 0$, soit $F = +0{,}36$ et pour les solutions solides Au-Ag en supposant que $F = -2{,}0$ (*fig.* 4).

Il serait évidemment désirable de comparer les valeurs de F que nous venons de définir pour expliquer les phénomènes relatifs aux variations du paramètre des solutions solides Pt-Au et Au-Ag avec des valeurs de F déterminées à partir d'autres phénomènes physiques : ce travail paraît délicat. Nous pouvons néanmoins remarquer que la première caractéristique physique relative à la fonction $W(r)$ est

$$\sum_i k_ic_iW'(r_i) = 2\alpha_A F.(r_B-r_A).$$

alors que nous avons vu que la première constante qui intervient est F : nous pouvons donc dire que

« en probabilité » F sera d'autant plus grand que $(r_B - r_A)$ est plus petit : nous comprenons ainsi pourquoi ce sont les solutions solides Au-Ag

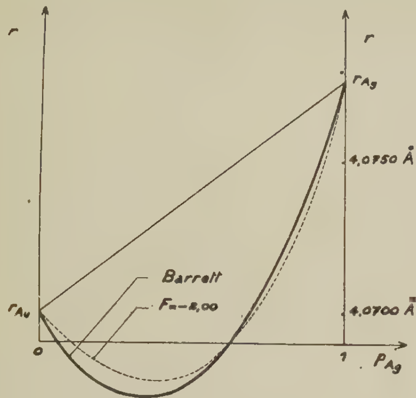


Fig. 4. — Variation du paramètre des solutions solides Au-Ag en fonction de leur composition atomique; en trait fort courbe expérimentale et en pointillé courbe théorique.

$(r_B - r_A = 0{,}0076$ Å) qui s'écartent le plus de la loi des solutions solides idéales.

Pour calculer $\sum_i k_i c_i W'(r_i)$ en valeur absolue il faut d'abord évaluer les coefficients α qui sont égaux à

$$\alpha = \frac{9 \times 0{,}25 \times r_2}{\beta} = 2{,}25\left(\frac{r_2}{\beta}\right).$$

Dans le tableau I, r_2 est en angströms et β en 10^{-12} cm^2.dyne^{-1}; nous obtenons donc

$$\alpha = 2{,}25\left(\frac{r_2}{\beta}\right)10^4 \text{ erg.cm}^2 = 2{,}25\left(\frac{r_2}{\beta}\right)_T 10^{-12} \text{ erg.Å}^{-2}$$
$$= 1{,}63\left(\frac{r_2}{\beta}\right)_T 10^4 \text{ k.degré } C.\text{Å}^{-2},$$

où $\left(\frac{r_2}{\beta}\right)_T$ indique les valeurs du tableau I.

Nous obtenons ainsi pour les alliages Pt-Au :

$$\sum_{\substack{i\\ \text{Pt-Au}}} k_i c_i W'(r_i) = 0{,}36(0{,}15 \text{ Å}).2.2{,}25\,(106)^2 10^{-12} \text{ erg.Å}^{-2}$$
$$= 26.10^{-13} \text{ erg.Å}^{-1},$$

et pour les alliages Au-Ag :

$$\sum_{\substack{i\\ \text{Au-Ag}}} k_i c_i W'(r_i) = -2{,}0(0{,}0076 \text{ Å}).2.2{,}25.6{,}83.10^{-12}\text{erg.Å}^{-2}$$
$$= -4{,}7.10^{-13} \text{ erg.Å}^{-1}.$$

Nous allons comparer la valeur de l'expression $\sum_i k_i c_i W'(r_i)$ relative aux alliages Pt-Au à la valeur de la même expression relative aux alliages Pt-Cu. Nous avons montré [2] que l'on pouvait obtenir une bonne explication des phénomènes ordre-désordre dans les alliages Cu-Pt en supposant que

$$W_1 = 1{,}00.10^{-13} \text{ erg} \quad (r_1 = 2{,}68 \text{ Å}),$$
$$W_2 = 1{,}67.10^{-13} \text{ erg} \quad (r_2 = 3{,}79 \text{ Å}).$$

Pour obtenir un *ordre de grandeur* de la quantité cherchée, nous admettrons que la courbe représentative de $W(r)$ est conforme à la figure 5 : la valeur de $W'(r)$ dans la zone utile est

$$W'(r) = \frac{0{,}67}{1{,}11} = 0{,}60.10^{-13} \text{ erg.Å}^{-1},$$

ce qui donne pour les alliages Pt-Cu :

$$\sum_{\substack{i\\ \text{Pt-Cu}}} k_i c_i W'(r_i) = W'(r)\sum k_i c_i = 0{,}60.10^{-13}\left[1.12 + \sqrt{2}.6\right]$$
$$= 12.10^{-13} \text{ erg.Å}^{-1}.$$

Nous pouvons maintenant, avec le même schéma, calculer la valeur de l'expression $\sum_i k_i c_i W'(r_i)$ relative aux alliages Au-Cu. Nous avons pris la moyenne arithmétique de nos déterminations relatives aux ordres à grande et à petite distance des alliages Au-Cu_3 pour trouver

$$\sum_{\substack{i\\ \text{Au-Cu}}} k_i c_i W'(r_i) = -27.10^{-13} \text{ erg.Å}^{-1}.$$

Ces deux calculs permettent, si l'on admet la parenté des fonctions $W(r)$ relatives d'une part aux

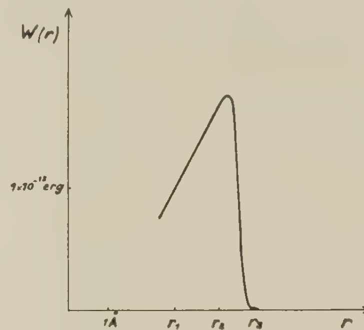


Fig. 5. — Courbe schématique représentative de la fonction $W(r)$ relative à Pt-Cu; nous supposons que les variations de W sont linéaires entre r_1 et r_2 et que la valeur $W(r_3)$ est nulle.

alliages Pt-Au et Pt-Cu et d'autre part aux alliages Au-Ag et Au-Cu, de justifier le signe et l'ordre de grandeur des valeurs, précédemment déterminées, des expressions $\sum_i k_i c_i W'(r_i)$ relatives à Pt-Au et Au-Ag.

Nous pouvons atteindre plus directement la fonction $W(r)$ relative aux alliages Au-Ag à partir des mesures de l'ordre à petite distance des alliages Au-Ag et Au-Ag effectuées par Norman et Warren [8]. Au moyen des abaques que nous avons constituées au cours de l'étude des alliages $Au-Cu_3$ et de résultats que nous décrirons dans un prochain article, nous avons trouvé qu'en choisissant $W_1 = 212$ k.degrés C et $W_2 = 53$ k.degrés C nous trouvions pour l'ordre à petite distance les résultats de la première colonne du tableau II, les résultats expérimentaux étant dans la seconde colonne. Les variables α_i sont définies par [8]

$$\alpha_i = \frac{n_{2,AA}(r_i) - p_A^2}{p_A p_B}.$$

TABLEAU II.

Ag-Au	$\alpha_1 = -0,05,$	$\alpha_1 = -0,08;$
	$\alpha_2 = +0,02,$	$\alpha_2 = +0,01;$
Ag_3-Au	$\alpha_1 = -0,04,$	$\alpha_1 = -0,05;$
	$\alpha_2 = +0,01,$	$\alpha_2 = +0,01.$

Si nous appliquons le schéma déjà utilisé pour calculer $\sum_i k_i c_i W'(r_i)$ nous trouvons pour cette quantité relative au couple Au-Ag : $-3,8.10^{-13}$erg. Å^{-1}; nous avions déterminé précédemment que le meilleur accord possible entre les variations expérimentales du paramètre des solutions solides Au-Ag et nos prévisions était réalisé pour

$$\sum_i k_i c_i W'(r_i) = -4,7.10^{-13} \text{ erg. Å}^{-1}.$$

Il y a donc bon accord.

7. **Conclusion.** — Nous avons pu expliquer les particularités des variations du paramètre des solutions solides en fonction de leur composition à partir d'un modèle très simple, modèle ne faisant pas intervenir explicitement la structure électronique de ces alliages. Ce modèle est peut-être susceptible de fournir dans certains cas des résultats complémentaires de ceux obtenus au moyen de la théorie électronique des métaux.

Nous sommes heureux de remercier M. le Professeur Guinier pour de nombreuses discussions.

Manuscrit reçu le 30 janvier 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] YVON J. — *Cahiers de Physique*, 1945, **28**, 1.
[2] FOURNET G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 155; 1952, **234**, 2049; 1952, **235**, 1377; *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, **14** A; *J. Chimie-Physique*, 1953; *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 226.
[3] LUMSDEN. — Thermodynamics of alloys, The Institute of metals, Londres.
[4] SEITZ F. — The Modern Theory of Solids, Mac Graw-Hill, New-York.
[5] BARRETT C. S. — Structure of Metals, 1re édition, Mac Graw-Hill, New-York.
[6] Smithsonian Physical Tables, Smithson Institute, Washington.
[7] FOURNET G. — Article soumis à *Acta Metallurgica.*
[8] NORMAN N. et WARREN B. E. — *J. Appl. Physics*, 1951, **22**, 483.

FOCALISATION DES PARTICULES DE GRANDE ÉNERGIE PAR DES LENTILLES A GRILLE. I. LA CONVERGENCE DES LENTILLES A GRILLE

Par MICHEL YVES BERNARD,
Laboratoire de Radioélectricité de l'E. N. S.

Sommaire. — Nous étudions, dans cet article, les propriétés des lentilles électrostatiques destinées à focaliser des particules de grande énergie, en utilisant, pour alimenter les électrodes, des sources de potentiel bien inférieures au potentiel d'accélération des particules. Ces montages, dont une des électrodes est constituée par une membrane métallique traversée par les particules, sont utilisables dans les accélérateurs linéaires à ions, dans lesquels, les champs accélérateurs haute fréquence ont un effet défocalisant qu'il convient de combattre.

Introduction. — 1. LA STABILITÉ LATÉRALE DANS LES ACCÉLÉRATEURS LINÉAIRES D'IONS. — La réalisation d'accélérateurs linéaires haute fréquence pour les ions, analogues à ceux actuellement utilisés pour les électrons, s'est heurtée, jusqu'ici, à une importante difficulté : celle qui consiste à canaliser les ions, d'un bout à l'autre de l'appareil, en un faisceau étroit. En effet, dans les accélérateurs de ce type, la stabilité longitudinale, c'est-à-dire le « calage » des ions, en phase, par rapport à la crête de l'onde, qui est essentielle pour l'accélération, est incompatible avec la stabilité radiale; si le faisceau est accéléré, il est en même temps défocalisé.

Ce défaut devient de moins en moins important au fur et à mesure que la vitesse augmente, et approche de c. C'est ce qui fait l'intérêt des machines de Van der Graaf, pour franchir les premiers mégavolts d'accélération. Ainsi, dans l'accélérateur de M. Alvarez [1-2], on injecte les protons à 4 MV; il est alors possible d'assurer une focalisation suffisante, au prix de réglages délicats.

Mais un accélérateur de Van der Graaf est une machine compliquée, très coûteuse, très encombrante et d'un emploi très malcommode. Il serait du plus haut intérêt d'éliminer cette sujétion, et d'injecter les corpuscules avec une faible vitesse, correspondant à quelques dizaines de kilovolts, pour les porter à plusieurs mégavolts.

L'accélérateur sera alors très long, et il ne suffira plus de compenser plus ou moins partiellement la défocalisation, il faudra mettre, de place en place de véritables dispositifs focalisants, susceptibles de redonner la convergence nécessaire à la bonne marche de l'appareil. Nous étudions, dans la première partie de ce travail, un dispositif électrostatique de ce type.

Ces montages sont destinés à des ions, dont les potentiels d'accélération sont de l'ordre de quelques mégavolts. Nous nous limiterons, dans ce qui va suivre, à l'approximation newtonnienne.

2. LA FOCALISATION ÉLECTROSTATIQUE DES PARTICULES DE GRANDE ÉNERGIE. — Dans tous les types de lentilles usuelles, la focalisation est obtenue par un effet différentiel, ainsi qu'il a été souligné par Cartan [5] et exposé en détail par Grivet [3]. De ce fait, toutes les lentilles électroniques utilisées dans la pratique nécessitent une source de potentiel statique dont l'ordre de grandeur est comparable au potentiel d'accélération des particules incidentes. Ce potentiel Φ_0 est lié à la vitesse par la relation;

$$\Phi_0 = \frac{mv^2}{2e},$$

M étant la masse et e la charge de la particule. C'est le cas dans les lentilles du microscope électronique, où la même source de potentiel accélère les électrons et les focalise. Mais une solution de ce genre est évidemment inacceptable, par principe, dans les accélérateurs linéaires.

Il faut donc chercher un type de lentille susceptible d'éliminer l'effet différentiel classique et de faire converger efficacement un faisceau de particules de plusieurs mégavolts en utilisant des sources de potentiels de 100 000 V au maximum. Le rapport caractéristique

$$\sigma = \frac{\Phi_1}{\Phi_0}$$

entre tension de focalisation et tension équivalente d'accélération sera donc de l'ordre de 1/10e, et même inférieur.

Les lentilles à grilles, connues depuis les débuts de l'optique électronique [4] possèdent la propriété cherchée; elle a été mise en évidence par Cartan [5] qui a brillamment employé ces lentilles à l'amélioration du spectrographe de masse, à paraboles, de J. J. Thomson. Nous allons étudier leurs propriétés en vue de leur application aux accélérateurs d'ions.

3. LE PRINCIPE DES LENTILLES A GRILLE. — L'intérêt de la grille apparaît dès que l'on considère la répartition du champ focalisant dans une len-

tille. Il est relié au potentiel axial par la relation classique :

$$E_r(z, r) = -\frac{r}{2}\frac{d^2\Phi}{dz^2}.$$

Dans une lentille ordinaire, sans grille, Φ est continu, ainsi que ses dérivées, et reste partout fini; une courbe continue ne peut avoir deux asymptotes horizontales que si elle a au moins un point d'inflexion. Le signe de Φ'' change donc lors de la traversée de la lentille qui est ainsi composée de parties convergentes, où Φ'' est positif, et de parties divergentes, où Φ'' est négatif. La convergence résultante est donc un phénomène du second ordre.

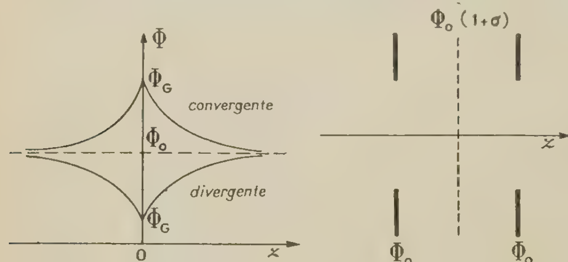


Fig. 1. — Allure des électrodes et de la répartition du potentiel dans une lentille à grille.

Au contraire, si l'on divise la lentille en deux régions, indépendantes au point de vue de la répartition des champs, en partageant l'espace par une grille, le signe de Φ'' pourra rester le même tout le long du montage.

Φ' sera alors discontinu lors de la traversée de la grille, et celle-ci devra rester assez fine pour laisser le passage à la majorité des particules. Les électrodes auront l'aspect indiqué sur la figure 1; la répartition du potentiel axial est représentée sur la même figure. Ces courbes montrent que la lentille sera convergente ou divergente suivant que le potentiel de la grille sera plus élevé ou plus faible que celui des électrodes extérieures. La convergence est maintenant un effet du premier ordre, qui varie avec le sens de la différence de potentiel appliquée.

Nous établirons la théorie de cette lentille en deux étapes.

Nous représenterons d'abord la grille par une membrane très mince, continue, parfaitement conductrice et laissant passer les électrons sans diffusion sensible. Ce faisant nous supprimons les perturbations du potentiel, et les défauts optiques particuliers dus aux perturbations locales que les trous de la grille apportent, en réalité, à la solution idéale.

Dans une seconde partie, nous traiterons de ces défauts, en exprimant leurs effets par une formule simple; nous montrerons que l'effet des mailles de la grille n'est pas catastrophique, comme on l'a pensé jusqu'à présent.

Dans certaines applications, où les dimensions des ouvertures sont faibles, on pourrait effectivement songer à réaliser la séparation par une membrane de beryllium d'une dizaine de millimicrons d'épaisseur. Mais, ici les dimensions latérales de la lentille atteignent le centimètre; dans l'état actuel de la technique, les membranes métalliques de cette grandeur ne sont pas assez résistantes, mécaniquement, pour qu'il y ait lieu de s'appesantir sur leur étude.

1. Répartition du potentiel. — 1.1. STRUCTURE DE LA LENTILLE. — 1.1.1 *Description des électrodes.* — Une lentille à grille ne diffère d'une lentille à trois électrodes que par le remplacement du diaphragme central, par la grille, serrée dans un support convenable. La figure 2 montre une coupe de la lentille.

Les deux électrodes extérieures sont des diaphragmes circulaires, de rayon R, percés dans une plaque d'épaisseur h. La capacité électrostatique de la lentille doit être la plus faible possible pour éviter les accidents lors des claquages; il est donc essentiel que les pièces portées à des potentiels différents soient les plus éloignées possible. C'est pourquoi, l'on place les diaphragmes au fond de « bosses », ce qui introduit un troisième paramètre, e, dont la signification apparaît nettement sur la figure et dont les répercussions sur la distribution du potentiel seront examinées dans la suite.

Les deux diaphragmes, identiques, sont situés

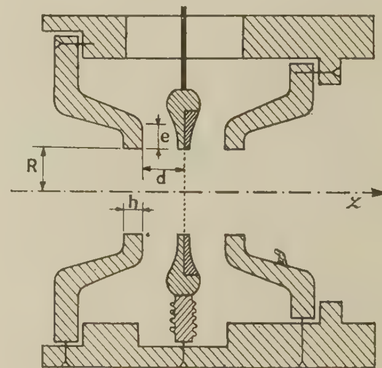


Fig. 2. — Coupe des électrodes d'une lentille à grille.

de part et d'autre de la grille, à la distance d de celle-ci. Elle est serrée dans un support maintenu par des pieds isolants. Un boîtier permet le centrage des électrodes les unes par rapport aux autres, et les maintient ensuite fixées, de façon à déplacer la lentille d'un seul bloc. Le boîtier et, par suite, les deux diaphragmes, sont à la masse; la grille est portée au potentiel Φ_1.

Nous adopterons, dans la suite, les conventions suivantes :

L'origine des potentiels sera le point où les particules ont une vitesse nulle. Les diaphragmes

seront donc au potentiel Φ_0 et la grille au potentiel

$$\Phi_0 + \Phi_1 = \Phi_0(1 + \sigma).$$

Φ_0 sera pris comme unité de potentiel. Le rayon R des diaphragmes sera pris comme unité de longueur.

En première approximation, nous négligerons l'arrondi, qui remplace les angles vifs de la lentille réelle, ainsi que les trous de la grille. Le montage sera ainsi divisé en deux parties, indépendantes l'une de l'autre, pour le calcul du potentiel. Nous étudierons la région image ($z > 0$), dont les résultats seront affectés, dans la suite, de l'indice 2. Les résultats de la région objet ($z < 0$), affectés dans la suite de l'indice 1, s'obtiendront par symétrie.

1.1.2. *Conditions aux limites.* — Il est possible d'intégrer l'équation de Laplace dans les systèmes doués de la symétrie de révolution, si l'on connaît la valeur du potentiel sur un cylindre, par exemple sur celui de rayon unité.

Dans le cas de la lentille à grille, on ne connaît la valeur de ce potentiel que pour $d \leq z \leq d + h$. On a alors

$$\Phi(z, 1) = \Phi_0 = 1, \qquad d \leq z \leq d + h.$$

Mais il n'existe pas de procédé théorique simple qui permette d'obtenir les valeurs de $\Phi(z, 1)$ pour d'autres valeurs de z. Il faut donc avoir recours à l'expérience.

Nous avons tracé un certain nombre de cartes de potentiel à la cuve rhéographique; nous avions adopté les conventions suivantes :

$$\sigma = -1, \qquad R = 25 \text{ cm}, \qquad d = R$$

et nous avons fait varier e et h. La précision des cartes dépend essentiellement de la valeur du champ électrique; bonne au voisinage de l'électrode figurant la grille, elle devient plus médiocre au voisinage de l'électrode extérieure.

Nous avons fait également quelques cartes avec des valeurs de d différentes de l'unité; on constate que son influence est négligeable sur la répartition du potentiel dans la coupure, sauf si d est très faible devant R. Mais une telle lentille, dans laquelle les électrodes seraient très proches l'une de l'autre ne supporterait que des différences de potentiel faibles et ne présenterait guère d'intérêt. Pratiquement, d sera au moins de l'ordre de $\frac{R}{2}$.

L'examen des cartes montre que :

La répartition du potentiel $\Phi(z, 1)$ pour

$$d + h < z < +\infty$$

dépend considérablement de h. Pour des plaques très minces, les équipotentielles débordent largement du trou, et il n'apparaît pas de loi simple pour décrire le potentiel. Mais si l'épaisseur augmente, la « hernie » des équipotentielles disparaît (*fig.* 3) et l'on peut poser, avec une bonne précision :

$$\Phi(z, 1) = 1, \qquad d + h < z < +\infty.$$

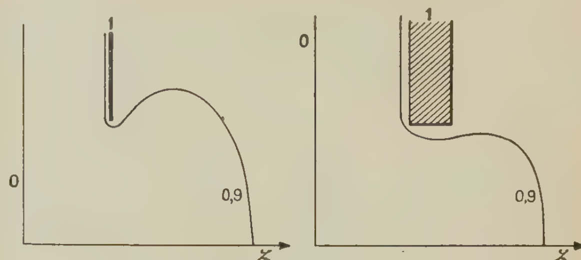


Fig. 3. — Allure de l'équipotentiell 0,9 pour les faibles valeurs de h et les valeurs plus élevées.

Dans la suite, nous supposerons que h est suffisamment grand pour que cette hypothèse soit justifiée.

La répartition du potentiel dans la coupure dépend de e. La figure 4 montre la variation de $\Phi(z, 1)$ en fonction de z, pour diverses valeurs de e.

Si e est petit, on a une répartition compliquée, représentable par un arc sinus. Mais lorsque e augmente, et atteint des valeurs de l'ordre de $\frac{R}{2}$, la répartition devient sensiblement linéaire, le potentiel passant de $1 + \sigma$ sur la grille ($z = 0$) à σ sur les électrodes extérieures ($z = d$). On peut poser :

$$\Phi(z, 1) = 1 + \sigma\left(1 - \frac{z}{d}\right), \qquad 0 < z < d.$$

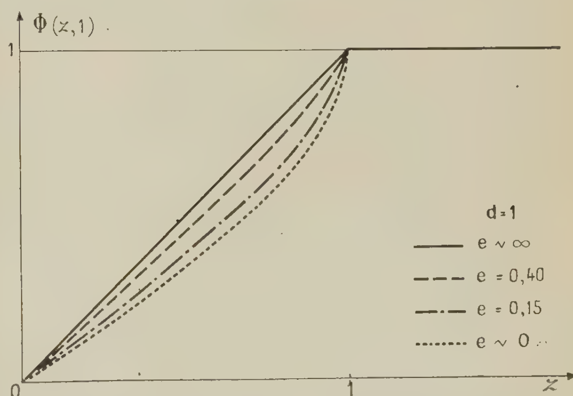


Fig. 4. — Influence de e sur la répartition du potentiel dans la coupure entre la grille et l'électrode centrale.

Dans la suite, nous admettrons que l'on a choisi une valeur de e qui justifie cette hypothèse.

En résumé, moyennant un choix raisonnable des paramètres mécaniques de la lentille, on pourra poser :

$$\Phi(z, 1) = \begin{cases} 1 + \sigma\left(1 - \frac{z}{d}\right), & 0 < z < d, \\ 1, & d < z < +\infty. \end{cases}$$

Cette répartition du potentiel avait déjà été pro-

posée par Bertram [7] pour calculer le potentiel dans un système de deux cylindres, séparés par une coupure de largeur $2d$. Le problème est assez analogue; h est ici infini; e représente l'épaisseur du cylindre. Si l'on désire que la représentation du potentiel soit correcte, il est nécessaire que l'épaisseur des cylindres ne soit pas négligeable devant leur rayon.

1.2. Calcul du potentiel. — 1.2.1. *Principe de l'intégration.* — Il faut chercher une solution de l'équation de Laplace qui prenne sur le cylindre de rayon unité, les valeurs données par la relation (1.1); cette fonction devra, en outre rester finie dans tout le montage, et prendre sur la grille la valeur $1 + \sigma$.

On peut intégrer l'équation de Laplace, prise en coordonnées semi-polaires, en séparant les variables. On trouve une fonction de base :

$$\varphi(z, r) = J_0(kr)(A\, e^{kz} + B\, e^{-kz}),$$

k, A et B sont des constantes arbitraires. Une telle fonction ne peut satisfaire aux conditions aux limites. Il est alors naturel d'en associer plusieurs, en série, ce qui est possible, l'équation de Laplace étant linéaire. On augmentera le nombre des constantes arbitraire et, par suite, le nombre de conditions qu'il sera possible de satisfaire.

Nous choisirons une suite de valeurs de k. L'expérience montre que les calculs sont particulièrement simples si l'on prend la suite des racines de l'équation $J_0(\mu) = 0$:

$$\mu_1 = 2,405, \quad \mu_2 = 5,52, \quad \mu_3 = 8,65, \quad \ldots, \quad \mu_n = \ldots.$$

A chaque valeur de n correspondra une solution de base φ_n. Nous prenons la solution fondamentale sous forme d'une série :

$$\Phi(z, r) = \sum_{n=1}^{\infty} J_0(\mu_n r)(A_n\, e^{\mu_n z} + B_n\, e^{-\mu_n z})$$

dont les coefficients seront déterminés par les conditions aux limites auxquelles la fonction devra satisfaire.

Comme toutes les fonctions de base s'annulent pour $r = 1$, sur le cylindre de rayon unité, et comme le potentiel cherché ne s'annule pas, il faudra ajouter à ces séries un terme correctif; par exemple : pour $d < z < \infty$, on posera :

$$\Phi_1(z, r) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} J_0(\mu_n r)(A_n\, e^{-\mu_n z} + B_n\, e^{+\mu_n z}) \qquad (1.2)$$

qui donne bien, pour $r = 1$, la valeur $\Phi(z, 1) = 1$. Comme, de plus, le potentiel doit rester fini lorsque z augmente indéfiniment, il est nécessaire que l'on ait :

$$B_n = 0.$$

De même, pour $0 \leq z \leq d$, on posera :

$$\Phi_2(z, r) = 1 + \sigma\left(1 - \frac{z}{d}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} J_0(\mu_n r)[C_n\, e^{-\mu_n z} + D_n\, e^{\mu_n z}] \qquad (1.3)$$

qui donne bien, pour $r = 1$, la valeur donnée par l'équation (1.1). Le choix de ces termes correctifs est en général aisé, même pour des conditions aux limites plus compliquées. Il est évident que ces termes doivent satisfaire à l'équation de Laplace.

1.2.2. *Calcul des coefficients.* — Il faut exprimer que :

— Les deux séries coïncident pour $z = d$;
— Leurs dérivées coïncident également;
— La valeur du potentiel pour $z = 0$ est $1 + \sigma$.

Ces trois conditions permettront de déterminer les trois suites A_n, C_n et D_n.

La première condition s'écrira :

$$\Phi_1(d, r) \equiv \Phi_2(d, r)$$

et, en l'explicitant à l'aide des équations (1.2) et (1.3), on a :

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0(\mu_n r)\, e^{-\mu_n d} \equiv \sum_{n=1}^{\infty} J_0(\mu_n r)(C_n\, e^{-\mu_n d} + D_n\, e^{\mu_n d}).$$

Dans une telle relation, il est possible de faire disparaître tous les termes, sauf un seul, en multipliant les deux membres par $r J_0(\mu_n r)$ et en intégrant de 0 à 1. En effet, on a :

$$\int_0^1 r J_0(\mu_n r) J_0(\mu_k r)\, dr = \begin{cases} 0 & (k \neq n), \\ \frac{1}{2}[J_1(\mu_n)]^2 & (k = n). \end{cases}$$

Après quelques calculs, on obtient la première condition :

$$A_n\, e^{-\mu_n d} = C_n\, e^{-\mu_n d} + D_n\, e^{\mu_n d}. \qquad (1.4)$$

On vérifiera que toutes les dérivées par rapport à r, des deux fonctions, coïncident pour $z = d$, si cette condition est remplie.

Il faut ensuite écrire que les dérivées par rapport à z coïncident, ce qui s'écrit :

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial z}(d, r) \equiv \frac{\partial \Phi_2}{\partial z}(d, r),$$

d'où l'on déduit :

$$-\sum_{n=1}^{\infty} \mu_n J_0(\mu_n r) A_n\, e^{-\mu_n d}$$
$$\equiv -\frac{d}{\sigma} + \sum_{n=1}^{\infty} \mu_n J_0(\mu_n r)(D_n\, e^{\mu_n d} - C_n\, e^{-\mu_n d}).$$

La même transformation conduit à :

$$-\mu_n A_n e^{-\mu_n d} = -\frac{2\sigma}{d\mu_n J_1(\mu_n)} + \mu_n D_n e^{\mu_n d} - \mu_n C_n e^{-\mu_n d}, \quad (1.5)$$

car l'on a :

$$\int_0^1 r J_0(\mu_n r)\,dr = \frac{J_1(\mu_n)}{\mu_n}.$$

Enfin, il faut écrire que :

$$\Phi_2(0, r) \equiv 1 + \sigma$$

qui se développe en :

$$1 + \sigma + \sum_{n=1}^{\infty} J_0(\mu_n r)(C_n + D_n) \equiv 1 + \sigma$$

et la même transformation donnera encore :

$$C_n = -D_n. \quad (1.6)$$

Les trois conditions (1.4), (1.5), (1.6) déterminent A_n, C_n et D_n

$$A_n = \frac{2\sigma}{d}\frac{\text{sh}\,\mu_n d}{\mu_n^2 J_1(\mu_n)}, \qquad -C_n = D_n = \frac{\sigma}{d}\frac{e^{-\mu_n d}}{\mu_n^2 J_1(\mu_n)}.$$

Nous avons alors le potentiel sous la forme de deux séries, permettant de calculer ses valeurs numériques.

$$\left.\begin{aligned} &0 < z < d, \\ &\Phi_2(z, r) = 1 + \sigma\left(1 - \frac{z}{d}\right) \\ &\qquad + \frac{2\sigma}{d}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\text{sh}\,\mu_n z}{\mu_n^2 J_1(\mu_n)} J_0(\mu_n r)\, e^{-\mu_n d}, \\ &d < z < +\infty, \\ &\Phi_1(z, r) = 1 + 2\frac{\sigma}{d}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\text{sh}\,\mu_n d}{\mu_n^2 J_1(\mu_n)} J_0(\mu_n r)\, e^{-\mu_n z}. \end{aligned}\right\} \quad (1.7)$$

Ce procédé de calcul diffère de celui que l'on utilise ordinairement dans ce type de problème, et qui donne le potentiel sous la forme d'une intégrale de Fourier. Il a l'intérêt de présenter le potentiel sous la forme d'une série, dont le calcul numérique est un problème classique. Au contraire, le calcul direct d'une intégrale est un problème pénible; le plus souvent, on transforme l'intégrale en une série, en utilisant le calcul des résidus; nous en avons donné un exemple, dans le cas de la lentille à grille [8]. Mais l'intégration ne se présente pas toujours sous des aspects favorables, et il est intéressant de l'éviter. Notre procédé de calcul pourrait s'étendre à des cas plus compliqués.

1.2.3. *Calcul du potentiel axial.* — Dans la suite, seul le potentiel axial présentera de l'intérêt. On l'obtient sans peine.

$$\left.\begin{aligned} &0 < z < d, \\ &\Phi_2(z, 0) = 1 + \sigma\left(1 - \frac{z}{d}\right) + 2\frac{\sigma}{d}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-\mu_n d}}{\mu_n^2 J_1(\mu_n)}\text{sh}\,\mu_n z, \\ &d < z < +\infty, \\ &\Phi_1(z, 0) = 1 + 2\frac{\sigma}{d}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\text{sh}\,\mu_n d}{\mu_n^2 J_1(\mu_n)} e^{-\mu_n z}. \end{aligned}\right\} \quad (1.8)$$

Le calcul numérique est simplifié si l'on introduit la fonction :

$$F(X) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-\mu_n X}}{\mu_n^2 J_1(\mu_n)}.$$

Cette série, qui converge très rapidement, a été tabulée par Bertram [9]. Nous en donnons ci-dessous une table abrégée :

X.	F(X).	X.	F(X).
0..........	0,267	0,7........	0,060
0,1........	0,221	0,8........	0,047
0,2........	0,180	0,9........	0,038
0,3........	0,146	1..........	0,030
0,4........	0,118	1,25.......	0,016
0,5........	0,095	1,50.......	0,009
0,6........	0,075		

Pour X plus grand que 1,50, on se limitera au premier terme de la série, et l'on aura :

$$F(X) \sim 0{,}334\, e^{-2{,}40 X}, \qquad 1{,}50 < X.$$

En exprimant les séries (1.8) à l'aide de la fontion $F(X)$, on obtient sans peine :

$$\left.\begin{aligned} &0 < z < d, \\ &\Phi_2(z, 0) = 1 + \sigma\left(1 - \frac{z}{d}\right) \\ &\qquad + \frac{\sigma}{d}[F(d - z) - F(d + z)], \\ &d < z < +\infty, \\ &\Phi_1(z, 0) = 1 + \frac{\sigma}{d}[F(z - d) - F(z + d)]. \end{aligned}\right\} \quad (1.9)$$

1.3. Représentation approchée du potentiel axial. — 1.3.1. *Intervention de la fonction* th ωz. — Les formules (1.9) permettent le calcul précis du potentiel axial. Mais ces expressions sont trop compliquées pour que l'on puisse envisager le calcul des trajectoires des particules électrisées. Fort heureusement, une curieuse coïncidence va apporter une simplification essentielle dans nos calculs. Le hasard montre que les deux fonctions :

$$\varphi_1(z) = 2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-\mu_n z}}{\mu_n J_1(\mu_n)}$$

et

$$\varphi_2(z) = 1 - \text{th}\,\omega z \qquad (\omega = 1{,}315)$$

prennent des valeurs numériques sensiblement égales, à moins de 1 pour 100 près.

On pourra le constater en examinant le tableau ci-dessous :

z.	$\varphi_1(z)$.	$\varphi_2(z)$.	$\lvert\delta\rvert$
0	0	0	0
0,1	0,1318	0,1309	0,001
0,2	0,259	0,258	0,001
0,3	0,377	0,375	0,002
0,4	0,483	0,483	0,000
0,5	0,576	0,577	0,001
0,6	0,656	0,658	0,002
0,7	0,723	0,725	0,002
0,8	0,778	0,782	0,004
0,9	0,823	0,828	0,005
1	0,859	0,866	0,007
1,1	0,889	0,895	0,006
1,2	0,912	0,918	0,006
1,3	0,931	0,936	0,005
1,4	0,945	0,950	0,005
1,5	0,957	0,962	0,005
1,75	0,977	0,980	0,003
2	0,988	0,989	0,001
2,25	0,994	0,994	0,000
2,50	0,997	0,997	0,000
∞	1	1	0

Cette curieuse coïncidence a été signalée par Gray [10]. La valeur $\omega = 1{,}315$ n'est pas impérative. On peut prendre 1,318, comme le fait Goddard [11] ou 1,320, comme Bertram [7] sans que l'erreur soit sensiblement plus grande.

1.3.2. *Représentation approchée de* $\Phi(z)$. — Nous poserons donc :

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\mu_n z}}{\mu_n J_1(\mu_n)} = \frac{1}{2}(1 - \operatorname{th} \omega z).$$

En intégrant termes à termes cette relation, on obtient :

$$z - \frac{1}{\omega} \operatorname{Log} \operatorname{ch} \omega z - \frac{1}{\omega} \operatorname{Log} 2 = -2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\mu_n z}}{\mu_n^2 J_1(\mu_n)} = -2F(z).$$

La valeur de la constante d'intégration $-\frac{1}{\omega}\operatorname{Log} 2$ est choisie de façon que les valeurs asymptotiques des deux fonctions coïncident. Nous avons là une excellente représentation de la fonction $F(z)$. En l'utilisant pour le calcul des expressions du potentiel (1.9), on a :

$$0 < z < d, \qquad \Phi(z, 0) = 1 + \sigma - \sigma \frac{1}{2\omega d} \operatorname{Log} \frac{\operatorname{ch} \omega(z+d)}{\operatorname{ch} \omega(z-d)}.$$

$$d < z < +\infty, \qquad \Phi(z, 0) = 1 - \sigma - \sigma \frac{1}{2\omega d} \operatorname{Log} \frac{\operatorname{ch} \omega(z+d)}{\operatorname{ch} \omega(z-d)}.$$

On trouve une autre simplification importante. Les deux séries qui étaient nécessaires pour décrire le potentiel dans toute la lentille ont la même représentation approchée. Il suffira, dans la suite, de considérer une seule fonction pour représenter, avec une excellente précision, le potentiel sur l'axe du système :

$$\Phi(z) = (1 + \sigma) - \sigma \frac{1}{2\omega d} \operatorname{Log} \frac{\operatorname{ch} \omega(z+d)}{\operatorname{ch} \omega(z-d)}. \qquad (1.10)$$

La figure 5 représente les courbes $\Phi(z)$ en fonction de z pour diverses valeurs de d. Les courbes déduites des relations exactes (1.9) et les courbes déduites de la fonction approchée (1.10) sont sensiblement confondues, à l'échelle du dessin. On a aussi indiqué, sur cette figure, les points expérimentaux relevés sur les cartes. On voit que l'accord est très correct, ce qui justifie, *a posteriori*, l'hypothèse faite sur la linéarité du potentiel dans la coupure.

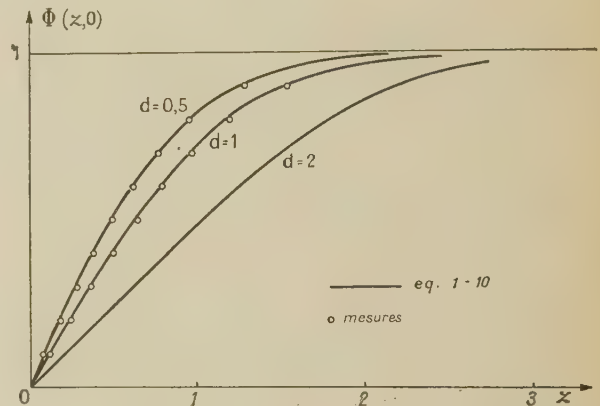


Fig. 5. — Représentation graphique du potentiel axial pour diverses valeurs de d.

1.4. ÉTUDE DE LA FONCTION CARACTÉRISTIQUE. — 1.4.1. *Définition de la fonction caractéristique d'une lentille.* — Dans la suite de cette étude, le potentiel interviendra rarement seul, mais le plus souvent, sous la forme de sa dérivée logarithmique :

$$T(z) = \frac{1}{\Phi} \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}z}$$

que nous appellerons dorénavant « fonction caractéristique » de la lentille.

Comme le potentiel est une fonction paire, le champ axial est une fonction impaire; il en résulte que $T(z)$ est une fonction impaire, que $\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z}$ est paire, et ainsi de suite, En outre, le champ sur l'axe est discontinu, lors de la traversée de la grille; la fonction $T(z)$ sera donc discontinue à l'origine $\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z}$ sera continue, et ainsi de suite.

Comme précédemment, nous n'étudierons que la portion de la fonction caractéristique correspondant à $z > 0$; l'autre partie se déduit par symétrie.

A partir de la formule (1.10), on calcule la fonction caractéristique :

$$T(z) = \frac{\sigma}{2d} \frac{\operatorname{th}\omega(z-d) - \operatorname{th}\omega(z+d)}{(1+\sigma) - \frac{\sigma}{2\omega d}\operatorname{Log}\frac{\operatorname{ch}\omega(z+d)}{\operatorname{ch}\omega(z-d)}}.$$

Pour se rendre compte de l'allure de la courbe représentative, on calcule la dérivée

$$\frac{dT}{dz} = \frac{1}{\Phi^2}\left[\frac{d^2\Phi}{dz^2}\Phi - \left(\frac{d\Phi}{dz}\right)^2\right]$$

qui s'annule pour :

$$\frac{d_2\Phi}{dz^2}\Phi = \left(\frac{d\Phi}{dz}\right)^2,$$

ce qui s'écrit :

$$\frac{1+\sigma}{\sigma} - \frac{1}{2\omega d}\operatorname{Log}\frac{\operatorname{ch}\omega(z+d)}{\operatorname{ch}\omega(z-d)} = \frac{1}{2\omega d}\frac{\operatorname{sh}2\omega d}{\operatorname{sh}2\omega z}. \quad (1.11)$$

La discussion graphique permet de constater qu'il n'y a de racine positive que pour les valeurs positives de σ, c'est-à-dire si la lentille est convergente. Il y aura donc deux formes possibles pour la courbe représentative de $T(z)$.

1.4.2. *Deux formes de fonctions caractéristiques.* — Si σ est positif, il existe une valeur de z pour laquelle la dérivée s'annule, soit z_{m2}. On peut l'obtenir par une quelconque méthode de résolution numérique appliquée à l'équation (1.11). Il lui correspond une valeur de $T(z)$ qui est négative :

$$T_{m2} = -\omega\frac{\operatorname{sh}2\omega z_{m2}}{\operatorname{ch}\omega(z_{m2}+d)\operatorname{ch}\omega(z_{m2}-d)}.$$

Comme $T(z)$ s'annule à l'infini, il est clair que T_{m2} correspond à un minimum.

Sur la grille, la fonction prend, dans l'espace image, la valeur :

$$T_2 = -\frac{\sigma\operatorname{th}\omega d}{d}$$

qui est négative.

Dans l'espace objet, on a une portion de courbe symétrique par rapport à l'origine, avec un maximum de coordonnées

$$z_{m1} = -z_{m2}, \qquad T_{m1} = -T_{m2}$$

et une ordonnée à l'origine :

$$T_1 = -T_2.$$

La figure 6 représente la courbe correspondant à une lentille convergente.

Il est intéressant de noter que pour les lentilles faibles, pour lesquelles on peut négliger les puissances de σ supérieures à la première, on a sensiblement :

$$z_{m2} = \frac{\sigma}{4\omega^2 d}\operatorname{sh}2\omega d, \qquad T_{m2} = \frac{2\sigma}{d}\operatorname{th}\omega d.$$

Ces formules approchées donnent des résultats corrects, à 1 pour 100 près pour des valeurs de σ atteignant 0,3.

Dans la suite, nous appellerons T_m et z_m les coordonnées du minimum, en supprimant l'indice 2 que la symétrie rend inutile.

Si σ est négatif, ce qui correspond à une lentille divergente, l'équation (1.11) n'est satisfaite pour aucune valeur positive de z. La fonction $T(z)$ est donc monotone, et l'on vérifiera qu'elle est décroissante. La figure 7 en donne une représentation graphique.

L'ordonnée à l'origine est ici positive dans l'espace image, et négative dans l'espace objet.

Il est essentiel de remarquer que la discontinuité de $T(z)$ lors de la traversée de la grille est de signe contraire, suivant que la lentille est convergente ou divergente.

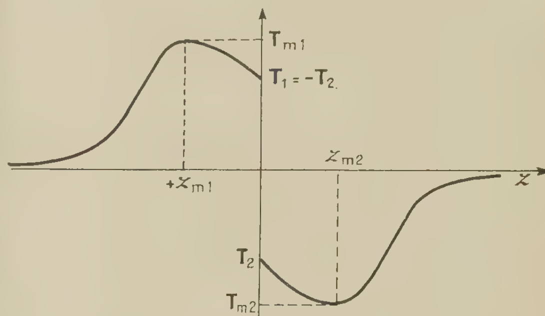


Fig. 6. — Fonction caractéristique d'une lentille convergente.

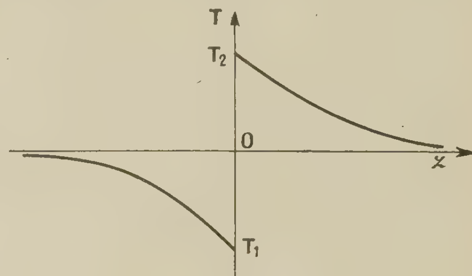


Fig. 7. — Fonction caractéristique d'une lentille divergente.

1.5. **Épaisseur de la lentille.** — 1.5.1. *Intérieur et extérieur d'une lentille électronique.* — En optique de verre, la matière transparente, qui constitue les lentilles, impose des limites bien définies au déplacement de l'objet ou de l'écran, destiné à mettre les images en évidence. Ce n'est que par des procédés artificiels, tels que l'introduction des objets virtuels, que l'on peut assurer la continuité analytique du déplacement tout le long de l'axe.

En optique électronique, il n'existe pas de telles limites, et l'on peut théoriquement placer, en n'importe quel point de l'axe, un objet ou un écran fluorescent. Mais ces derniers seront portés à un certain potentiel en général celui de la masse. S'ils sont placés trop près des électrodes, ils perturberont la répartition du champ et l'on aura une lentille « à immersion » dont les propriétés, très différentes

de celles des lentilles usuelles, dépendent, dans une large mesure de la position de l'objet. Il est donc essentiel de distinguer deux régions, dans toute lentille électronique :

L'extérieur, où le champ est sensiblement nul. On peut placer, dans cette région, des écrans fluorescents ou des objets. Les trajectoires des particules sont rectilignes;

— L'intérieur, région de champ électrique intense, où les trajectoires sont courbes. On ne peut placer ni objet, ni écran dans cette région, mais il est possible d'imaginer des éléments virtuels, en utilisant une seconde lentille.

Ces éléments virtuels seront définis, comme en optique de verre, par le prolongement des parties rectilignes des rayons, vers l'intérieur de la lentille.

Il est bien évident que la limite entre ces deux régions est peu précise, puisque le champ s'étend théoriquement jusqu'à l'infini. Nous admettrons que le champ est négligeable lorsque le potentiel a atteint sa valeur limite à 1 pour 100 près. Cette hypothèse, introduite par Plass [12] donne une idée de la largeur de la lentille.

1.5.2. *Expression analytique de la largeur.* — Sur la grille, le potentiel est égal à $1+\sigma$, et tend vers 1 lorsque l'on s'éloigne à l'infini. Nous écrirons que le potentiel vaut $1+0{,}01\sigma$ à la « sortie » de la lentille d'abscisse z_0.

$$1+0{,}01\sigma = 1+\sigma-\sigma\frac{1}{2\omega d}\operatorname{Log}\frac{\operatorname{ch}\omega(z_0+d)}{\operatorname{ch}\omega(z_0-d)},$$

La largeur totale de la lentille est $2z_0$ puisqu'il existe une répartition symétrique de champ de part et d'autre de la grille.

L'équation précédente conduit à :

$$L = 2z_0, \qquad e^{2\omega L} = \frac{e^{3{,}98\omega d}-1}{e^{2\omega d}-e^{1{,}98\omega d}}.$$

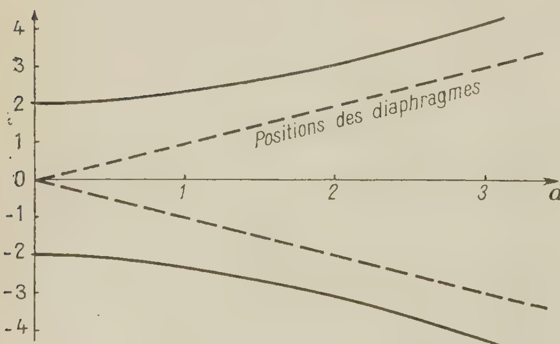


Fig. 8. — Variation de la largeur de la lentille avec *d*.

En remplaçant la fonction $e^{0{,}08\omega d}$ par son développement limité, nous obtenons :

$$L \sim \frac{1}{\omega}\operatorname{Log}100\frac{\operatorname{sh}2\omega d}{\omega d}.$$

La figure 8 illustre les variations de la « largeur de la lentille » lorsque *d* varie. On voit que le champ déborde toujours sensiblement en dehors des diaphragmes.

2. **Propriétés optiques de la lentille.** — 2.1. Généralités sur l'optique du premier ordre. — 2.1.1. *Les rayons corpusculaires.* — A l'extérieur de la lentille, les trajectoires des particules sont des droites; nous les appellerons « rayons » par analogie avec l'optique de verre. Il nous faut chercher une relation entre les paramètres déterminant le rayon incident et le rayonréfracté.

Busch [13] a montré que cette relation était linéaire, comme en optique de verre. Il suffit donc de chercher les éléments cardinaux de cette transformation, les relations classiques de l'homographie permettant ensuite de calculer le réfracté correspondant à un incident quelconque. Dans la suite de cette étude, la trajectoire sera représentée analytiquement; les rayons seront donc les asymptotes

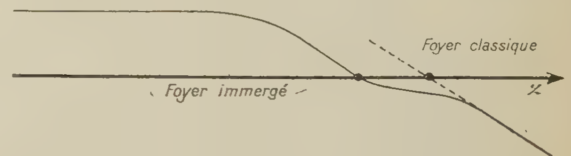


Fig. 9. — Deux définitions possibles pour le foyer.

de cette courbe. Pratiquement, la courbe sera confondue avec ses asymptotes dès que l'on s'éloignera un peu de la lentille. A l'intérieur, au contraire, la trajectoire est une courbe reliant les deux portions rectilignes. Nous ne nous préoccupons pas de cette partie de la trajectoire, puisqu'il n'y a pas de procédé physique permettant de l'étudier, sans perturber la lentille.

En plus des éléments cardinaux classiques, on peut définir, en optique électronique des « foyers immergés », en considérant le point de concours avec l'axe, non plus de l'asymptote, mais de la trajectoire elle-même. La figure 9 met en évidence la différence qui existe entre ces deux foyers.

En optique électrique, si l'on excepte le cas des lentilles à immersion, les foyers immergés ont peu d'intérêt; il n'est pas possible de les utiliser pour calculer la position d'une image, puisqu'ils « ignorent » toute la partie du champ électrique qui se trouve au delà de leur position. D'autre part, comme il nous est interdit de pénétrer dans la lentille, les rayons électroniques sembleront venir des éléments classiques et non des éléments immergés. Pour ces deux raisons, nous nous bornerons dorénavant au calcul des éléments classiques.

2.1.2. *Équation de la trajectoire.* — Nous nous bornerons à calculer les trajectoires dans le cas où la correction relativiste est sensiblement nulle. Nous avons signalé dans l'introduction les raisons qui nous autorisent à procéder ainsi.

L'équation donnant la trajectoire s'écrit, au premier ordre :

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \left(\frac{1}{2\Phi}\frac{d\Phi}{dz}\right)\frac{dr}{dz} + \left(\frac{1}{4\Phi}\frac{d^2\Phi}{dz^2}\right) r = 0.$$

Picht lui a donné une forme plus utilisable, en posant [14]

$$r(z) = R(z)\Phi^{-\frac{1}{4}}.$$

Il vient alors :

$$\frac{d^2 R}{dz^2} + \frac{3}{16} T^2 R = 0, \qquad T = \frac{1}{\Phi}\frac{d\Phi}{dz}. \qquad (2.1)$$

Cette dernière équation a l'intérêt de ne contenir le potentiel que dans un seul terme, sous la forme de la fonction caractéristique. Elle peut s'intégrer par des fonctions simples (¹) si l'on remplace $T(z)$ par une fonction approchée, qui la représente, à une certaine approximation près.

A partir de la représentation analytique de $R(z)$, nous aurons l'équation de la trajectoire, en posant :

$$r(z) = R(z)\Phi^{-\frac{1}{4}}, \qquad (2.2)$$

Φ étant le potentiel *réel*, tiré de (1.10).

Il serait erroné d'introduire ici une expression approchée du potentiel déduite de la représentation choisie pour $T(z)$

$$\Phi_A(z) = \Phi_0 \exp\int_{-\infty}^{z} T_A(z)\,dz.$$

Cette fonction peut coïncider fort mal avec le potentiel exact vers ses limites asymptotiques, essentielles pour le calcul des éléments cardinaux, bien que la fonction $T_A(z)$ représente fort convenablement la fonction caractéristique dans sa partie utile, c'est-à-dire à l'intérieur de la lentille.

On s'explique donc une remarque récente de Glaser et Rolb [15] sur la forme peu rationnelle du potentiel approché Φ_A. Il faut considérer cette méthode comme un artifice de calcul, sans chercher de signification physique au rayon réduit, d'équation $R(z)$.

Si l'on désire tenir compte des corrections relativistes, on obtient une équation notablement plus compliquée. On se reportera aux articles de Cotte [17] et de Laplume [16]. On constatera que les termes correctifs de ces équations sont inférieurs à 1 pour 100 pour les particules et les vitesses que nous considérons.

2.1.3. *Calcul des éléments cardinaux.* — Le foyer image est le point de concours avec l'axe, d'un rayon incident parallèle à l'axe. On choisira donc les constantes d'intégration de façon que :

$$\frac{dr}{dz} \to 0, \qquad z \to -\infty,$$

(¹) Nous appelons fonction simple, toute fonction dont il existe des tables numériques détaillées.

ce qui revient à écrire :

$$\frac{dR}{dz} \to 0, \qquad z \to +\infty.$$

Pour avoir l'asymptote, on fera un développement limité de la trajectoire réduite au voisinage de l'infini. Posons ce développement sous la forme :

$$R(z) = az + b + \frac{c}{z} + \ldots, \qquad z \to +\infty. \qquad (2.3)$$

Le potentiel axial atteindra sa valeur limite, Φ_0 dans l'espace image, avec un développement de la forme :

$$\Phi_0\left(1 - \frac{\alpha}{z^2} + \ldots\right),$$

comme il est facile de le voir à partir de l'expression (1.10).

Finalement,

$$r(z) = R(z)\Phi^{-\frac{1}{4}} = \left(az + b + \frac{c + \frac{\alpha d}{4}}{z^2} + \ldots\right)\Phi_0^{-\frac{1}{4}}.$$

L'abscisse du foyer image est alors :

$$z_{F_i} = -\frac{b}{a} \qquad (2.4)$$

et comme la lentille est symétrique, on aura :

$$z_{F_0} = -z_{F_i}.$$

La distance focale est, d'après sa définition classique :

$$\frac{1}{f_i} = -\frac{r'(+\infty)}{r(-\infty)} \qquad (2.5)$$

qui donne :

$$\frac{1}{f_i} = -\Phi_0^{-\frac{1}{4}}\frac{a}{r(-\infty)} = -\frac{a}{R(-\infty)}$$

et, par symétrie,

$$f_0 = -f_i.$$

2.2. Représentation approchée de la fonction caractéristique. — 2.2.1. *Choix d'un modèle.* — Nous avons donné, au paragraphe 1.4 la forme des courbes représentatives de la fonction caractéristique, ainsi que son expression analytique. Malheureusement, pour simple qu'elle soit cette formule est encore trop compliquée pour que l'on puisse envisager l'intégration de l'équation (2.1), si ce n'est pas le tracé point par point des trajectoires, ce qui proscrit toute étude d'ensemble.

Nous allons donc chercher une fonction plus simple, qui représente la fonction exacte avec une certaine approximation et qui permette l'intégration de l'équation avec des fonctions tabulées. Nous déterminerons les paramètres de cette représentation approchée, de façon à minimiser l'erreur ainsi introduite.

Une solution intéressante, consiste à représenter la fonction $T(z)$ par la fonction :

$$T_0\left[1+\left(\frac{z}{a}\right)^2\right]^{-1}$$

dont la forme est la même; on peut alors intégrer l'équation en introduisant seulement des fonctions circulaires, une pour chaque côté de la grille. Nous poserons donc :

$$\left.\begin{aligned} T(z) &= T_{01}\left[1+\left(\frac{z-z_{01}}{a_1}\right)^2\right]^{-1}, \quad -\infty < z < 0, \\ T(z) &= T_{02}\left[1+\left(\frac{z-z_{02}}{a_2}\right)^2\right]^{-1}, \quad 0 < z < +\infty, \end{aligned}\right\} \quad (2.6)$$

Ce modèle, qui résulte de la transposition de la méthode de Glaser aux lentilles électrostatiques, a été proposé par Hutter [18], mais ce dernier cherchait à faire coïncider les courbes représentant le potentiel, ce qui ne conduit pas à une solution simple. Nous l'avons également utilisé dans le cas de lentilles constituées par deux cylindres coaxiaux [19].

2.2.2. *Détermination des paramètres dans le cas de la lentille convergente.* — L'extremum de $T(z)$ se trouvant dans la partie utile de la courbe, nous choisirons T_0 et z_0 de façon que l'extremum de la fonction approchée coïncide avec celui de la fonction exacte, ce qui donne :

$$\left.\begin{aligned} z_{02} &= z_m, \qquad T_{02} = T_m, \\ T_{01} &= -T_{02} = -T_m, \qquad z_{01} = -z_m, \end{aligned}\right\} \quad (2.7)$$

T_{m2} et z_{m2} étant les coordonnées du minimum de $T(z)$ données par l'équation (1.11).

Il faut maintenant déterminer a, la symétrie de la lentille donnant évidemment $a_1 = a_2$. La méthode la plus rationnelle consiste à faire coïncider les valeurs de l'intégrale :

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 \mathrm{d}z$$

calculées à partir de la fonction exacte et de la fonction approchée. En effet, I représente, à un facteur près, le premier terme d'une série convergente, donnant la distance focale [14].

On écrira donc :

$$\int_0^{\infty} T^2\,\mathrm{d}z = T_m^2\int_0^{\infty}\left[1-\left(\frac{z-z_m}{a}\right)^2\right]^{-2}\mathrm{d}z.$$

Introduisons l'angle α que nous rencontrerons souvent dans la suite :

$$\operatorname{ctg}\alpha = -\frac{z_m}{a}$$

et l'on arrive à la condition :

$$\alpha\,\operatorname{tg}\alpha - \sin^2\alpha = -\frac{2}{T_m^2 z_m}\int_0^{\infty} T^2\,\mathrm{d}z. \quad (2.8)$$

Il est facile de mesurer l'aire de la courbe $T^2(z)$ avec un planimètre; on en déduit la valeur de α, par suite celle de a.

La résolution de l'équation (2.8) se fera avantageusement par approximations successives, en partant de $\alpha_1 = \frac{\pi}{2} + \varepsilon$; on est conduit à

$$\frac{1}{\varepsilon} = \frac{2}{\pi}\left(1+\frac{2}{T_m^2 z_m}\int_0^{\infty} T^2\,\mathrm{d}z\right),$$

puis on posera $\alpha_2 = \alpha_1 + \varepsilon'$ et ainsi de suite. La convergence est très rapide.

La figure 10 montre la coïncidence entre la courbe exacte et la courbe approchée, pour une lentille particulière, correspondant à $d = 1$ et $\sigma = 1$.

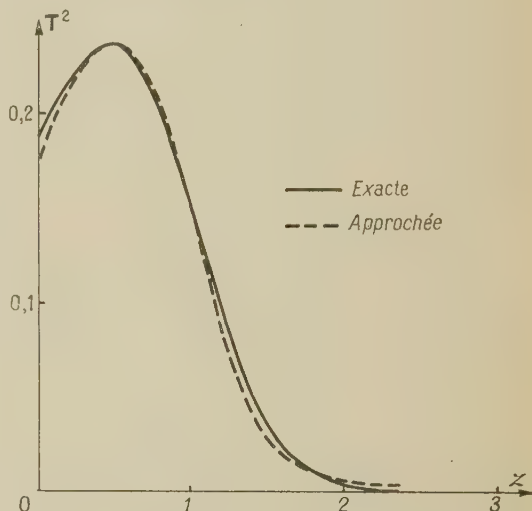


Fig. 10. — Correspondance entre la courbe exacte et sa représentation approchée. Cas de la lentille convergente.

2.2.3. *Détermination des paramètres dans le cas des lentilles divergentes.* — Les conditions à satisfaire sont moins évidentes, car la fonction caractéristique n'a plus d'extremum dans la partie de la courbe qui représente une signification physique.

Nous écrirons que la fonction exacte et la fonction approchée coïncident sur la grille, et que l'intégrale I a la même valeur, qu'elle soit calculée à partir de la fonction exacte ou à partir de la fonction approchée.

Il faut encore une troisième condition. Nous poserons arbitrairement :

$$z_{01} = z_{02} = 0,$$

ce qui conduit aux formules simples :

$$\left.\begin{aligned} T_{02} &= -T_{01} = -\frac{\sigma}{d}\,\frac{\operatorname{th}\omega d}{\sigma+1}, \\ a_1 &= a_2 = \frac{4}{\pi T_{02}^2}\int_0^{\infty} T^2\,\mathrm{d}z. \end{aligned}\right\} \quad (2.9)$$

La figure 11 donne un exemple de la correspondance entre la courbe exacte et sa représentation

approchée, dans le cas d'une lentille correspondant à $d = 1$ et $\sigma = -0,5$.

On pourrait songer à améliorer cette représentation en prenant une condition plus physique que $z_{02} = 0$. On pourrait, par exemple, faire coïncider les valeurs de $\frac{dT}{dz}$ sur la grille. Malheureusement, le calcul montre l'impossibilité de réaliser cette condition pour toutes les valeurs de σ.

Il est certain que la pente de $T(z)$ est mal représentée au voisinage de la grille, mais les répercussions sur les éléments cardinaux sont peu importantes, puisque seule $T(z)$ intervient dans l'équation des trajectoires.

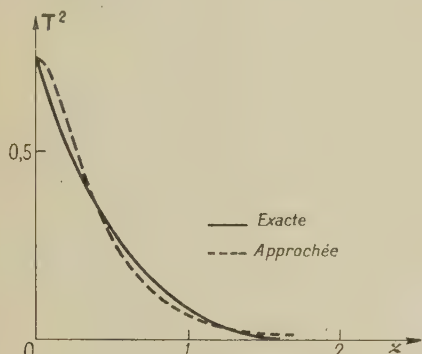


Fig. 11. — Correspondance entre la courbe exacte et sa représentation approchée. Cas de la lentille divergente.

2.3. TRAJECTOIRES ET ÉLÉMENTS CARDINAUX. — 2.3.1. *Représentation paramétrique des trajectoires.* — Dans l'espace objet, c'est-à-dire, pour $-\infty < z < 0$, l'équation s'écrit :

$$\frac{d^2 R_1}{dz^2} + \frac{3}{16} T_m^2 \left[1 + \left(\frac{z + z_m}{a}\right)^2\right]^{-2} R_1 = 0.$$

Si l'on pose

$$R_1(z) = \frac{\rho_1(\varphi)}{\sin\varphi}, \qquad z = -z_m + a \operatorname{ctg}\varphi,$$

on obtient une équation à coefficients constants, pour déterminer $\rho_1(\varphi)$:

$$\frac{d^2\rho_1}{d\varphi^2} + \left(1 + \frac{3}{16} T_m^2 a^2\right)\rho_1 = 0.$$

Nous poserons encore :

$$K = \sqrt{1 + \frac{3}{16} T_m^2 a^2}.$$

La première partie de la trajectoire est alors représentée par :

$$\left.\begin{aligned} R_1(z) &= A_1 \frac{\sin K(\varphi + B_1)}{\sin\varphi}, \\ z &= -z_m + a \operatorname{ctg}\varphi, \qquad \pi - \alpha < \varphi < \pi, \end{aligned}\right\} \quad (2.10)$$

l'angle α est celui introduit au paragraphe 2.2.2. Les constantes d'intégration A_1 et B_1 seront déterminées par la position de l'objet.

Dans l'espace image, $0 < z < +\infty$, l'équation des trajectoires devient :

$$\frac{d^2 R_2}{dz^2} + \frac{3}{16} T_m^2 \left[1 + \left(\frac{z - z_m}{a}\right)^2\right]^{-2} R_2 = 0$$

et des changements de variables analogues, conduisent à une représentation paramétrique de la seconde moitié de la trajectoire;

$$\left.\begin{aligned} R_1(z) &= A_2 \frac{\sin K(\varphi + B_2)}{\sin\varphi}, \\ z &= z_m + a \operatorname{ctg}\varphi, \qquad 0 < \varphi < \alpha. \end{aligned}\right\} \quad (2.11)$$

Les constantes A_2 et B_2, seront déterminées à partir de A_1 et B_1 par les conditions de traversée de la grille, que nous allons préciser.

2.3.2. *Conditions de passage à travers le grille.* — En première approximation, nous admettrons que les particules traversent la grille sans subir de déviation sensible. On aura donc :

$$r_1(0) = r_2(0), \qquad \frac{dr_1}{dz}(0) = \frac{dr_2}{dz}(0),$$

ce qui s'écrit, avec les trajectoires réduites :

$$\left.\begin{aligned} R_1(\pi - \alpha) &= R_2(\alpha), \\ \frac{1}{R_1}\frac{dR_1}{dz}(\pi - \alpha) - \frac{1}{4} T_1 &= \frac{1}{R_2}\frac{dR_2}{dz}(\alpha) - \frac{1}{4} T_2, \end{aligned}\right\} \quad (2.12)$$

T_2 étant la valeur de la fonction catactéristique, sur la grille, du côté image, et $T_1 = -T_2$ la valeur du côté objet (voir *fig.* 6).

En transportant les équations paramétriques de la trajectoire dans les équations (2.12), on a

$$\left.\begin{aligned} A_1 \sin K(\pi - \alpha + B_1) &= A_2 \sin K(\alpha + B_2), \\ K \operatorname{ctg} K(\alpha + B_2) &= K \operatorname{ctg} K(\pi - \alpha + B_1) \\ &\quad + 2\operatorname{ctg}\alpha - \frac{1}{2}\frac{T_2 a}{\sin^2\alpha}, \end{aligned}\right\} \quad (2.13)$$

les équations qui permettront de calculer A_2 et B_2 à partir de A_1 et de B_1. Il nous est maintenant possible de calculer une trajectoire dans toute la lentille.

En réalité, les perturbations du potentiel au voisinage des trous interviennent comme des lentilles faibles, et dévient légèrement les trajectoires. La première condition est conservée, mais la seconde doit être modifiée. Il en résulte une nouvelle aberration que nous étudierons en détail au chapitre 3.

2.3.3. *Eléments cardinaux de la lentille.* — Nous appliquons les formules du paragraphe 2.1.3, en explicitant les valeurs de $R(z)$.

Il faut déterminer un rayon réduit qui soit parallèle à l'axe, dans l'espace objet. On prendra :

$$B_1 = -\pi.$$

Les conditions de passage donnent alors :

$$\left.\begin{aligned} K \operatorname{ctg} K(\alpha + B_2) &= -K \operatorname{ctg} K\alpha + 2\operatorname{ctg}\alpha - \frac{T_2 a}{2\sin^2\alpha} \\ A_2 &= -A_1 \frac{\sin K\alpha}{\sin K(\alpha + B_2)}. \end{aligned}\right\} \quad (2.14)$$

La pente de l'asymptote de la trajectoire réduite, dans l'espace image, est donnée par

$$\lim_{z \to +\infty} \left(\frac{dR_2}{dz}\right) = \frac{A_2 \sin K B_2}{a}$$

et la distance focale image s'obtient alors, en utilisant la formule (2.5)

$$\frac{1}{f_i} = \frac{A_2 \sin K B_2}{A_1 K \alpha}. \qquad (2.15)$$

En remplaçant A_2 et B_2 par leurs valeurs, tirées de (2.14), on arrive à :

$$\boxed{\frac{1}{f_i} = -\frac{1}{f_0} = -2\frac{\sin^2 K\alpha}{K^2 a}\left(K \operatorname{ctg} K\alpha - \operatorname{ctg}\alpha + \frac{1}{4}\frac{T_2 a}{\sin^2\alpha}\right).} \qquad (2.16)$$

Pour calculer l'abscisse du foyer image, on fait un développement limité au voisinage de $z \to +\infty$, c'est-à-dire $\varphi \to 0$. On a :

$$R_2(z) \sim A_2\left[\sin K B_2 \frac{z}{a} + K \cos K B_2 + \ldots\right], \quad z \to +\infty$$

et l'application de la formule (2.4) donne :

$$-z_{F_0} = z_{F_i} = -aK \operatorname{ctg} K B_2.$$

Le calcul numérique de z_{F_i} est facilité si l'on fait apparaître f_i dans son expression. En reprenant (2.15), on a

$$f_i = -\frac{K a}{\sin K\alpha}\,\frac{\sin K(\alpha + B_2)}{\sin K B_2} = -Ka(\operatorname{ctg} K\alpha + \operatorname{ctg} K B_2),$$

d'où la relation

$$\boxed{z_{F_i} = -z_{F_0} = f_i + aK \operatorname{ctg} K\alpha.} \qquad (2.17)$$

Quant à la valeur de l'abscisse du point principal, elle est :

$$\boxed{Z_{P_i} = -Z_{P_0} = aK \operatorname{ctg} K\alpha.} \qquad (2.18)$$

2.3.4. *Cas de la lentille faible.* — Lorsque la différence de potentiel entre la grille et la masse, est faible devant le potentiel d'accélération des particules, σ est faible devant l'unité. On obtient des formules simplifiées en négligeant les puissances de σ supérieures à l'unité. En prenant les valeurs approchées du paragraphe 1.4.3., on a :

$$K = \left[1 + \frac{3}{16} T_m^2 a^2\right]^{-\frac{1}{2}} \sim 1$$

(2.16) devient alors :

$$\frac{1}{f_i} \sim -\frac{1}{2} T_1$$

qui s'explicite, à l'aide des formules du paragraphe 1.4 et donne :

$$\boxed{\frac{1}{f_i} = \frac{\operatorname{th} \omega d}{2d}\,\frac{\Phi_G - \Phi_0}{\Phi_0}.} \qquad (2.19)$$

On retrouve la formule proposée par Cartan en 1938 [5], dès que d est assez grand pour que $\operatorname{th} \omega d$ puisse être confondu avec l'unité. A partir de l'équation (2.17), on trouve :

$$z_{F_i} \sim f_i,$$

les plans principaux étant sensiblement confondus.

2.4. Résultats numériques. — 2.4.1. *Influence du potentiel sur la convergence. Comparaison avec les autres lentilles.* — Nous donnons, sur la figure 13 des courbes représentant la convergence d'un certain nombre de lentilles, en fonction des potentiels qui leur sont appliqués. Pour donner un sens à cette comparaison, nous avons adopté les conventions suivantes :

Nous supposons qu'il faut agir sur des particules dont le potentiel d'accélération sera pris pour unité. Pour ce faire, nous disposons d'une source de potentiel, dont la valeur est σ, mesurée avec cette unité. Les deux extrémités de cette source sont isolées par rapport à la masse.

Nous pouvons prendre une lentille constituée par deux cylindres coaxiaux, dont le rayon sera pris pour unité de longueur. La coupure entre les deux cylindres a une largeur de deux unités. L'électrode d'entrée, qui reçoit les particules, est par convention au potentiel 1 ; la source permettra de porter l'autre au potentiel $1 + \sigma$ ou $1 - \sigma$ suivant le sens du branchement (*fig.* 12, A et B). Les courbes A et B de la figure 13 donnent la convergence de ces montages. Ces valeurs proviennent des calculs de Goddard [11].

Nous pouvons aussi prendre une lentille à trois diaphragmes. Les deux électrodes extérieures, percées de trous dont le rayon sera pris pour unité de longueur, sont portées au potentiel 1. Le diaphragme central, dont l'ouverture a un rayon de 0,5 [2] est au potentiel $1 + \sigma$ ou $1 - \sigma$ suivant le sens de branchement de la source. La distance d'une électrode extérieure au diaphragme central est égale à une unité de longueur. La figure 12 (C, D) donne le détail du montage, et les courbes C et D de la figure 13 donnent la convergence de ces lentilles; ces valeurs ont été obtenues par application de la théorie développée par Regenstreiff [22].

Enfin, nous pouvons prendre une lentille à grille, dont la figure 12 (E, F) indique le montage. En conduisant les calculs comme nous l'avons indiqué, avec $d = 1$, on obtient les courbes E et F de la figure 13.

Il est visible, qu'avec une même source de potentiel, nous obtiendrons une convergence bien plus forte avec une lentille à grille qu'avec un autre type

[2] Le rayon du diaphragme central est un paramètre supplémentaire, qui fausse la comparaison. Il faut remarquer qu'une lentille à grille n'est pas du tout assimilable à une lentille à trois électrodes dont le rayon du diaphragme central tendrait vers zéro.

de lentille. Ce fait est surtout sensible pour les faibles valeurs de σ; la convergence est alors pro-

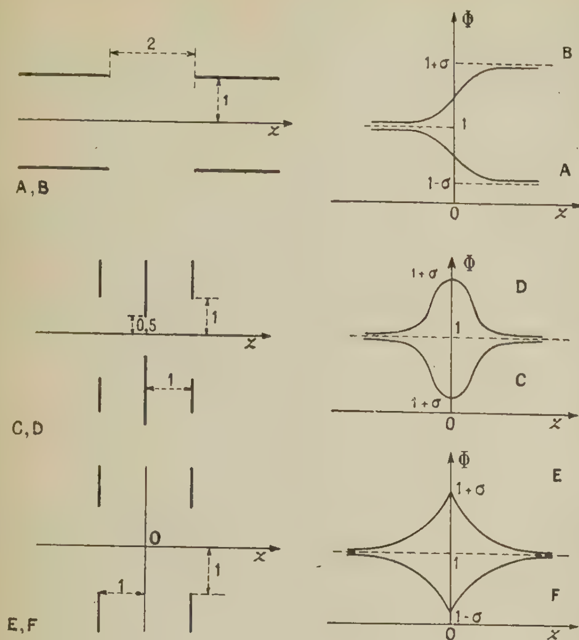


Fig. 12.

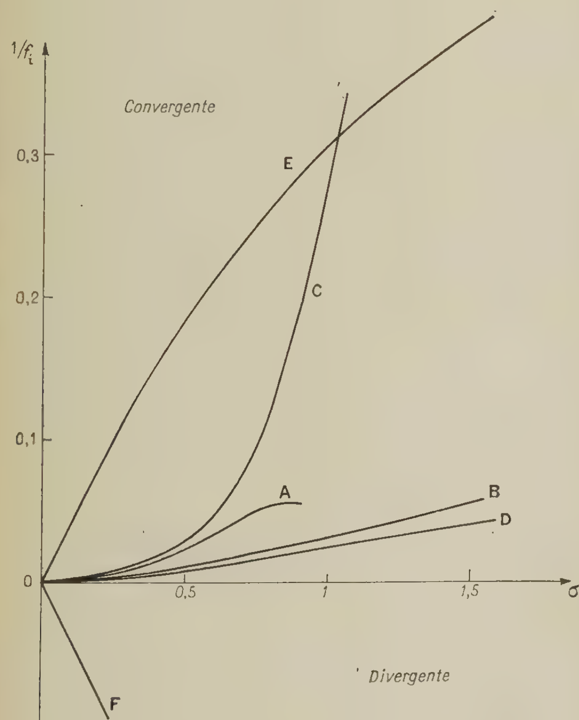


Fig. 13. — Comparaison entre les convergences de diverses lentilles.

portionnelle à σ pour les lentilles à grille, alors qu'elle croît comme σ^2 pour les lentilles classiques. Les lentilles à grille seront donc intéressantes pour focaliser des particules très rapides, dont le potentiel d'accélération est bien supérieur à celui de la source dont on dispose.

Par contre, lorsque σ devient de l'ordre de l'unité, la lentille à trois électrodes retardatrice (ce qui est le cas usuel) donne une convergence plus forte. Ce fait est dû au diaphragme central, au voisinage duquel les particules ont une faible vitesse, et rencontrent une zone où Φ'', c'est-à-dire le champ radial, est important. D'autre part, si l'on inverse le sens de montage de la source de potentiel, on obtient une lentille convergente ou une lentille divergente. Avec les lentilles classiques, il n'était pas possible d'avoir des lentilles divergentes, si ce n'est par l'emploi de sources de potentiel très élevé devant le potentiel d'accélération.

2.4.2 *Influence des paramètres géométriques sur la convergence.* — Le seul paramètre géométrique qui intervienne dans l'optique de Gauss est la distance d des diaphragmes extérieurs à la grille. La figure 14 donne la valeur de la convergence des

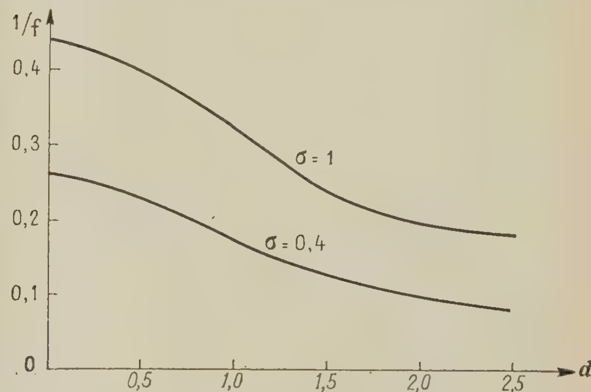


Fig. 14. — Convergence en fonction de d.

lentilles à grille, en fonction de d pour deux valeurs de σ (1 et 0,4).

On constate que la convergence est d'autant plus forte que d est petit, ce qui est aisé à interpréter; en effet, le champ sur la grille, principal responsable de la convergence, varie en fonction inverse de la distance des diaphragmes.

Mais il n'est pas possible de diminuer d au delà d'une certaine limite, car la lentille doit supporter la tension. Il faut que d et σ soient choisis de façon à satisfaire aux relations plus ou moins empiriques sur les claquages entre électrodes.

Pratiquement, on se fixera à l'avance R, c'est-à-dire la largeur du faisceau à focaliser et la convergence que l'on désire lui donner. Les courbes telles que celles de la figure 13 permettent alors de choisir des valeurs de d et de σ qui achèvent de déterminer la lentille.

Il convient de remarquer, en terminant, que l'ou-

verture de la lentille est indépendante de la convergence. Dans les lentilles à trois électrodes, au contraire, le rayon du diaphragme central influence fortement la valeur de la convergence [20] et rend difficile la réalisation de lentilles focalisant des faisceaux très larges.

2.4.3. *Comparaisons entre la théorie développée précédemment et les autres théories.* — Cartan [5] est le premier à avoir utilisé une telle lentille dans

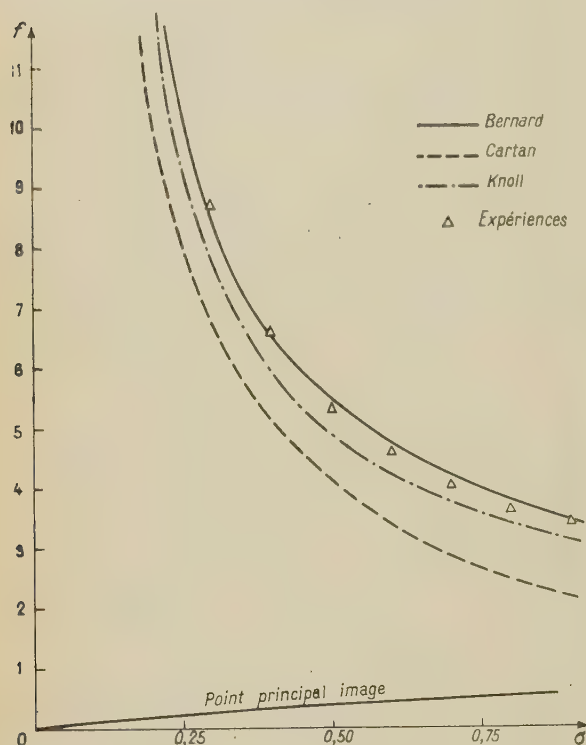


Fig. 15. — Résultats des diverses théories et de l'expérience.

un spectrographe de masse, en 1937. Il se borne à une théorie grossière, en écrivant que la lentille est un doublet constitué par deux lentilles minces, à diaphragme unique, étudiées quelques années auparavant par Davidsson et Caldbick [21]. Il obtient la formule :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{d}\,\frac{\Phi_G - \Phi_0}{\Phi_0}$$

qui correspond à la courbe pointillée de la figure 15. Il est possible d'améliorer légèrement sa formule, en tenant compte de la valeur exacte du champ sur la grille. On obtient alors la formule (2.19) que nous avons obtenue par un passage à la limite de notre théorie générale.

Une théorie plus évoluée fut proposée, en 1938, par Knoll et Weichart [6]. Ces auteurs représentent le potentiel sur l'axe par une expression proposée par Ollendorf :

$$\Phi(z) = A + Bz + Cz \operatorname{arctg} z$$

qui est valable si le champ sur la grille est sensiblement uniforme. Mais les calculs sont ensuite très compliqués, et Knoll et Weichart se bornent à calculer la distance focale, en utilisant la formule approchée de Scherzer :

$$\frac{1}{f_i} = -\frac{1}{4\sqrt{\Phi_i}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi''}{\sqrt{\Phi}}\,dz$$

qui introduit des erreurs systématiques importantes. La courbe en traits mixtes de la figure 15 traduit leurs résultats. Enfin, sur cette même figure, se trouve la courbe donnant les valeurs de la distance focale que l'on calcule à l'aide de la théorie que nous venons de développer.

Nous avons aussi calculé la position du point principal image. Son abscisse est ici positive, contrairement à ce qui se passe dans les lentilles usuelles où les plans principaux sont croisés.

Pour juger de la valeur de ces diverses théories, il faudrait connaître la valeur exacte de la distance focale, ce qui nécessiterait de calculer point par point une trajectoire sur la carte de potentiel. On peut aussi envisager des mesures avec des lentilles réelles; Knoll et Weichart [6] ont donné des résultats expérimentaux relatifs à la convergence des lentilles à grille. Ils ne donnent pas de détails sur leur procédé expérimental, mais on peut penser qu'ils faisaient une mise au point correcte, puis déduisaient la distance focale de la mesure simultanée de la distance de l'objet et de l'image à la grille. Ce n'est valable que si la lentille est mince, mais les valeurs de Z_{P_i} montrent, que dans le domaine considéré, cette hypothèse est raisonnable.

Les points expérimentaux sont portés sur la figure 15. Ils coïncident très convenablement avec les valeurs théoriques que nous avons obtenues.

(*A suivre.*)

Manuscrit reçu le 5 février 1953.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 14, JUIN 1953, PAGE 395.

SUR LA PRODUCTION DES MÉSONS DANS LES COLLISIONS NUCLÉON-NUCLÉON A TRÈS GRANDE ÉNERGIE

Par Tchang-Fong HOANG,
Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique.

Sommaire. — Une méthode cinématique basée sur la transformation de Lorentz a été envisagée pour analyser les gerbes de mésons. Elle permet d'estimer l'énergie du primaire et de reconstituer la distribution angulaire dans le système du centre de masse.

La méthode a été appliquée à l'étude des gerbes que l'on peut attribuer à des productions en un seul acte de collision nucléon-nucléon. Les résultats montrent que les multiplicités se groupent en deux familles distinctes dont l'une conforme à la théorie de Heisenberg et l'autre à la théorie de Fermi.

La distribution angulaire des mésons dans le système du centre de masse a été trouvée quasi-isotrope pour la plupart des cas étudiés. La proportion des mésons neutres par rapport aux mésons chargés est en faveur de $\frac{1}{2}$.

1. **Introduction.** — Le problème de la production des mésons lors d'une collision nucléon-nucléon à très grande énergie est, à l'heure actuelle, l'une des questions les plus importantes de la Physique corpusculaire. Les résultats expérimentaux obtenus par différents auteurs [1] pendant ces dernières années montrent d'une manière univoque que le processus de la production multiple des mésons devient prédominant à mesure que l'énergie du primaire incident augmente. A défaut de sources artificielles de particules d'énergie dépassant 10^{10} eV, l'étude expérimentale de la production multiple des mésons ne peut se faire qu'avec les rayons cosmiques.

Nous avons observé au moyen d'émulsions photographiques Ilford G 5 exposées au rayonnement cosmique à 30 km d'altitude un certain nombre de phénomènes de production de mésons permettant d'analyser chacun des cas en détail. Il s'agit de deux types de gerbes de mésons : d'abord des gerbes sans traces grises (ionisation de 1,5 à 4 fois le minimum) et sans traces noires (ionisation plus grande que 4 fois le minimum); puis des gerbes avec très peu de traces grises et noires. Les dessins ci-joint illustrent quelques cas observés au cours de la présente étude.

Les gerbes du premier type peuvent être considérées comme des exemples de collision entre la particule incidente et un noyau d'atome d'hydrogène constituant l'émulsion; ces cas, très rares, se prêtent particulièrement bien à notre étude, puisque, si cette manière de voir est correcte, on est en présence de cas purs de simple collision nucléon-nucléon; quant aux phénomènes du second type, puisque l'excitation du noyau heurté est faible, vu le petit nombre de traces grises et noires, on peut imaginer qu'il s'agit de collisions ayant lieu au bord du noyau et qu'il n'y a presque pas d'interactions secondaires entre les mésons émis et les nucléons du noyau. De tels phénomènes ont été signalés par Daniel et al. [2] sous le nom de « jets ».

La méthode que nous employons ici pour estimer l'énergie du primaire et pour étudier la distribution angulaire des mésons dans le système du centre de masse de deux nucléons en collision est uniquement basée sur une propriété intrinsèque de la transformation de Lorentz. L'unique hypothèse adoptée dans cette méthode est d'admettre que la vitesse des mésons dans le système du centre de masse est peu différente de c (vitesse de la lumière). La validité de cette hypothèse sera justifiée par d'autres considérations que nous envisagerons plus loin.

Quant à la nature des particules de gerbe, nous supposons, en accord avec ce que l'on admet jusqu'ici, qu'il s'agit, en grande majorité de mésons π. Notons que, d'après les récents résultats de Bristol [3], [4], la proportion des mésons $\varkappa$ doit être notable même dans les cas des gerbes produites par des primaires d'énergie de quelques dizaines de BeV. Cependant, ces résultats ne sont pas confirmés par les expériences effectuées sous terre par le groupe de Cornell [5]. De plus, l'étude récente d'une grande gerbe de plus de 200 particules chargées, correspondant à une énergie du primaire d'environ 10^{13} eV/nucléon par Lal et al. [6] montre que les particules constituant la gerbe sont exclusivement des mésons π. Enfin, il est à noter que la méthode que nous allons appliquer pour estimer l'énergie du primaire est complètement indépendante de la masse des mésons formant la gerbe.

2. **Principe de la méthode.** — La position du problème que nous nous proposons de résoudre est la suivante : étant donnée une gerbe de mésons que l'on suppose produits en un seul acte de collision nucléon-nucléon, on se demande quelle est l'énergie du primaire et quelle est la distribution angulaire des mésons dans le système du centre de masse des deux nucléons subissant la collision.

Pour résoudre le problème, plaçons-nous d'abord dans le système du Laboratoire [L] et désignons par : β_0 la vitesse du primaire (en unité de c);

$\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_0^2}}$, énergie du primaire en unités de l'énergie au repos (Mc^2);

θ, angle que fait un méson de la gerbe avec la direction du primaire.

Passons au système du centre de masse [C]. Pour cela, appliquons la transformation de Lorentz et désignons par les mêmes lettres accentuées les quantités correspondantes dans le système [C]. Soient :

β_C la vitesse de translation du centre de masse par rapport au système [L],

$$\gamma_C = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_C^2}}$$

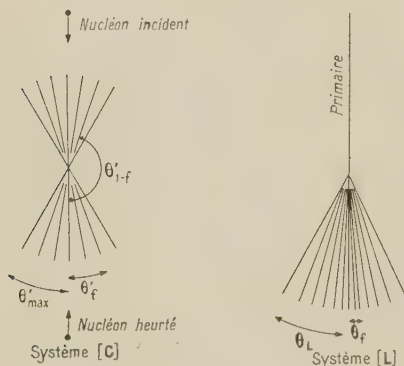


Fig. 1.

La composition des vitesses donne :

$$\beta_0 = \frac{2\beta_C}{1+\beta_C^2},$$

d'où, en exprimant les β en fonction de γ,

$$\gamma_0 = 2\gamma_C^2 - 1.$$

Cette relation nous montre que l'énergie du primaire γ_0 sera connue dès que l'on saura déterminer la vitesse de translation β_C du centre de masse.

Soit θ' l'angle du méson dans le système [C] et β' sa vitesse, on a :

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\sqrt{1-\beta_C^2}\,\sin\theta'}{\frac{\beta_C}{\beta'}+\cos\theta'}.$$

Appelons θ_f l'angle de la demi-ouverture d'un cône dans le système [L] ayant son centre au sommet de la gerbe et comme axe, la direction du primaire et désignons par f la fraction des particules de la gerbe contenues à l'intérieur de ce cône. Si θ'_f est l'angle correspondant dans [C], on voit, par raison de symétrie, qu'à l'angle $\pi-\theta'_f$ correspond dans [L] l'angle θ_{1-f} du cône contenant la fraction $1-f$ des particules de la gerbe. Nous avons donc :

$$\operatorname{tg}\theta_f = \frac{1}{\gamma_C}\,\frac{\sin\theta'_f}{\frac{\beta_C}{\beta'}+\cos\theta'_f},$$

$$\operatorname{tg}\theta_{1-f} = \frac{1}{\gamma_C}\,\frac{\sin\theta'_f}{\frac{\beta_C}{\beta'}-\cos\theta'_f}.$$

De là nous déduisons les relations fondamentales :

$$\operatorname{tg}\theta_f\operatorname{tg}\theta_{1-f} = \frac{1}{\gamma_C^2}\,\frac{\sin^2\theta'_f}{\left(\frac{\beta_C}{\beta'}\right)^2-\cos^2\theta'_f},$$

$$\frac{\operatorname{tg}\theta_f}{\operatorname{tg}\theta_{1-f}} = \frac{\frac{\beta_C}{\beta'}-\cos\theta'_f}{\frac{\beta_C}{\beta'}+\cos\theta'_f}.$$

Posons :

$$\frac{\beta_C}{\beta'} = 1+\varepsilon.$$

L'énergie de primaire étant très grande, β_0 est pratiquement égal à l'unité. Si donc nous supposons que les mésons sont émis dans le système [C] avec une vitesse β' assez grande pour que l'on puisse négliger ε devant l'unité, alors les relations précédentes se réduisent à :

$$\operatorname{tg}\theta_f\operatorname{tg}\theta_{1-f} = \frac{1}{\gamma_C^2}, \qquad \frac{\operatorname{tg}\theta_f}{\operatorname{tg}\theta_{1-f}} = \operatorname{tg}^2\frac{\theta'_f}{2}.$$

La première relation ([1]) nous permet d'estimer γ_C, par suite l'énergie du primaire dans le système du laboratoire $\gamma_0 \simeq 2\gamma_C^2$ et la seconde relation nous donne la distribution angulaire des mésons dans le système du centre de masse. Les erreurs ainsi commises en supposant $\frac{\beta_C}{\beta'} = 1$ sont :

$$\frac{\Delta\gamma_C}{\gamma_C} \simeq -\frac{\varepsilon}{\sin^2\theta'_f}, \qquad \Delta\theta'_f \simeq \varepsilon\operatorname{cotg}\theta'_f;$$

on voit que $\frac{\Delta\gamma_C}{\gamma_C}$ est du même ordre que ε. Nous verrons plus loin (§ 6) qu'il est possible d'estimer β' au moyen de l'angle limite de la gerbe.

Il importe de noter que les relations précédentes ne restent valables pour $f=\frac{1}{2}$ que si la distribution angulaire dans le système [C] est isotrope. Par contre, si les mésons émis dans [C] sont limités dans deux cônes opposés par le sommet de demi-ouverture inférieure à $\frac{\pi}{2}$, le passage de θ à θ' présente

([1]) Cette relation a été également utilisée par Lal et al., *Loc. cit.*

une discontinuité au voisinage de $\theta_{\frac{1}{2}}$. Ce caractère essentiel de l'anisotropie dans le système [C] ressortira mieux par le raisonnement suivant.

Supposons, en conformité avec les faits observés [7] et la théorie de Fermi [8], que les mésons émis dans [C] sont délimités dans deux cônes opposés par le sommet (*fig.* 1) de demi-ouverture θ'_{max}. Désignons par $\theta_{\frac{1}{2}}$ « angle médian » de la gerbe comprenant la moitié $\left(f = \frac{1}{2}\right)$ de particules tel qu'il correspond au cône « avant » du système [C] :

$$\operatorname{tg} \theta_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\gamma_C} \operatorname{tg} \frac{\theta'_{max}}{2}.$$

Ainsi le rapport

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\operatorname{tg} \theta_f \operatorname{tg} \theta_{1-f}}} = \operatorname{tg} \frac{\theta'_{max}}{2} < 1 \qquad \left(f \neq \frac{1}{2}\right)$$

indique l'anisotropie de la distribution angulaire des mésons dans le système [C].

Remarquons en passant que la formule

$$\gamma_C \simeq \frac{2}{\left(\theta_{\frac{1}{2}}\right)^2}$$

utilisée par Daniel et al. dans leur étude des jets suppose implicitement une distribution isotrope dans le système [C], i. e. $\theta'_{max} = \frac{\pi}{2}$; la valeur de l'énergie du primaire ainsi déterminée est donc surestimée par un facteur $\frac{1}{\operatorname{tg}^2 \frac{\theta'_{max}}{2}}$.

3. **Distribution angulaire dans le système** [C].

— Comme les gerbes que nous étudions ici comportent chacune un nombre relativement petit de particules, statistiquement il n'est pas possible de reconstituer avec précision la distribution angulaire d'après la méthode que nous venons d'exposer. Nous nous contentons donc d'en dégager certaines caractéristiques nous permettant d'avoir une idée sur la particularité de chaque distribution. Pour cela, nous essayons de représenter la distribution angulaire dans [C] par une loi de la forme :

$$N(\theta')\, d\theta' = a \cos^m \theta' \sin \theta'\, d\theta' \quad \text{si} \quad \theta' \leq \theta'_{max},$$
$$= 0 \quad \text{si} \quad \theta' > \theta'_{max}.$$

Ainsi nous voyons que l'exposant m sera d'autant plus grand que, dans le système [C] il y a plus de mésons émis au voisinage de l'axe des cônes. La valeur de m est déterminée telle que

$$f = \frac{\int_0^{\theta'_f} \cos^m \theta' \sin \theta'\, d\theta'}{2 \int_0^{\theta'_{max}} \cos^m \theta' \sin \theta'\, d\theta'},$$

c'est-à-dire

$$\frac{1 - \cos^{m+1} \theta'_f}{1 - \cos^{m+1} \theta'_{max}} = 2f.$$

Cette relation relie les deux paramètres m et θ'_{max}. Et nous nous contentons de trouver une valeur approchée de m de la manière suivante. Remarquons d'abord que quand on fait le rabattement des angles θ' pour passer du système [C] au système [L], on constate que les valeurs de θ ne varient pratiquement pas d'une manière sensible si l'on fait varier l'exposant m de la loi de distribution de $m = 0$ à $m = 2$ ([2]). Ainsi, tant que la distribution n'est pas très accentuée dans la direction $\theta' = 0$, on peut arrondir la valeur de l'exposant m en se limitant au cas de m entier. Remarquons ensuite que, quel que soit m, on a :

$$\cos^{m+1} \theta'_{max} \geq 0;$$

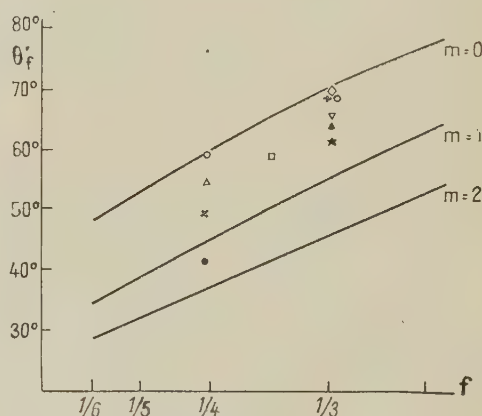


Fig. 2. — Réseau de courbes

$$\theta'_f = \arccos \sqrt[m+1]{1 - 2f}.$$

il s'ensuit que :

$$\theta'_f \leq \arccos \sqrt[m+1]{1 - 2f}.$$

Traçons donc un réseau de courbes de θ'_f en fonction de f définies par cette relation en prenant le signe d'égalité et en posant successivement $m = 0, 1, 2, \ldots$ (*fig.* 2).

Dès lors, pour déterminer la valeur de m, il suffit de porter sur ce graphique la valeur de θ'_f tirée de l'expression

$$\operatorname{tg} \frac{\theta'_f}{2} = \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \theta_f}{\operatorname{tg} \theta_{1-f}}}$$

pour une valeur quelconque de $f \left(\neq \frac{1}{2}\right)$, et de prendre comme valeur de m le paramètre de la courbe du réseau située immédiatement au-dessus du point représentatif.

([2]) Consulter à ce sujet : Rossi, High Energy Particles chap. VIII, p. 454.

Sur la figure, nous avons marqué les points relatifs aux gerbes produites par des primaires de charge unité. Nous voyons que tous ces points, à une exception près (gerbe-*p* 11), sont compris entre les deux courbes correspondant à $m = 0$ et $m = 1$.

Enfin, remarquons que dans l'étude de la distribution angulaire, la quantité suivante constitue une grandeur d'importance capitale : elle est définie par :

$$\langle\theta\rangle = \frac{\int_0^{\theta'_{max}} \theta(\theta') \cos^m \theta' \sin \theta' \, d\theta'}{\int_0^{\theta'_{max}} \cos^m \theta' \sin \theta' \, d\theta'},$$

où

$$\theta(\theta') = \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{1}{\gamma_c} \operatorname{tg} \frac{\theta'}{2}\right).$$

Il est facile de vérifier que si γ_c est suffisamment grand, la valeur de $\langle\theta\rangle$ ainsi calculée est pratiquement indépendante de *m*. On peut donc faire $m = 0$ et obtenir :

$$\langle\theta\rangle = \frac{\frac{\gamma_c}{\gamma_c^2 - 1}}{1 - \cos\theta'_{max}} \left[\theta'_{max} - \frac{\gamma_c^2 + 1}{\gamma_c} \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{1}{\gamma_c} \operatorname{tg} \frac{\theta'_{max}}{2}\right)\right]$$

moyennant

$$\operatorname{tg}\theta_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\gamma_c} \operatorname{tg} \frac{\theta'_{max}}{2},$$

nous voyons que

$$\langle\theta\rangle \simeq \theta_{\frac{1}{2}}.$$

Cette propriété nous permet de vérifier si les valeurs de γ_c et θ'_{max} calculées d'après la méthode indiquée sont bien consistantes avec l'ensemble des résultats d'observation : elle constitue un critère utile pour la méthode d'approche. Nous allons constamment utiliser cette propriété pour vérifier un choix judicieux des valeurs γ_c et θ'_{max}.

4. **Résultats expérimentaux.** — Nous avons choisi, pour la présente étude, des gerbes observées dans une série de 24 plaques G 5 (600 μ, 5 × 10 cm) ayant chacune au moins huit particules au minimum et un nombre de traces grises et noires aussi faible que possible [3].

Selon la nature du primaire, nous allons les classer en trois groupes : gerbes-*p* produites par des primaires de charge unité, gerbes-*n* produites par des particules neutres et gerbes-α produites par des α-primaires. Ces dernières gerbes ont été incorporées dans notre étude afin d'étendre les résultats expérimentaux dans la région d'énergie plus faible.

En effet, une telle gerbe résulte de la superposition de plusieurs gerbes produites par des nucléons monocinétiques constituant la particule-α primaire, ce qui nous permet d'en tirer, avec plus de précision, les caractéristiques des gerbes de multiplicité plus faible et de compléter les résultats obtenus avec les gerbes-*p*. Comme l'étude des gerbes-α se présente un peu différemment de celle des autres, nous ne les abordons qu'après avoir examiné les gerbes-*p* et *n*.

Pour déterminer les angles θ des particules au minimum de la gerbe avec la direction du primaire, nous mesurons d'une part les angles α, projections de θ sur le plan de l'émulsion et, d'autre part, l'inclinaison i_0 du primaire par rapport à ce plan ainsi que les inclinaisons i des particules formant la gerbe, bien entendu, compte tenu de la contraction de la gélatine. Les angles θ sont alors déduits d'après la relation :

$$\cos\theta = \cos i_0 \cos i \cos\alpha + \sin i_0 \sin i,$$

les erreurs possibles sur i et α sont de l'ordre de 0,5°.

Daprès la distribution angulaire de θ, nous déterminons le couple des angles θ_f et θ_{1-f}. Dans la mesure du possible, si la gerbe comporte un nombre suffisant de particules, nous effectuons plusieurs déterminations, en prenant successivement pour f les valeurs voisines de $\frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \ldots$. Les résultats ainsi obtenus montrent qu'effectivement les produits $\operatorname{tg}\theta_f \operatorname{tg}\theta_{1-f}$ restent constants dans les limites des fluctuations statistiques. La valeur de θ'_{max} a été déterminée d'après

$$\frac{1 - \cos^{m+1}\theta'_f}{1 - \cos^{m+1}\theta'_{max}} = 2f$$

avec l'exposant *m* choisi d'après le réseau de courbes de (*fig.* 2). Avec les valeurs ainsi obtenues, nous vérifions effectivement :

$$\langle\theta\rangle \simeq \theta_{\frac{1}{2}}.$$

Il est possible, dans les cas favorables, de déterminer γ_c à moins de 10 pour 100 près.

L'ensemble des résultats pour les gerbes avec primaire de charge unité est résumé dans le tableau I. On trouve respectivement dans la 2e, la 3e et la 4e colonne le nombre de branches de la gerbe désigné par *s*, le nombre de branches grises par *g* et le nombre de branches noires par *h*. L'angle médian $\left(f = \frac{1}{2}\right)$ et l'angle limite de la gerbe sont respectivement indiqués dans la 5e et la 6e colonne. Dans la 7e colonne se trouve la valeur la plus probable de γ_c d'après laquelle on peut déduire l'énergie du primaire dans le système [L] en unité Mc² par

[3] A cause de la rareté du phénomène, nous avons inclus quand même deux gerbes produites par les primaires neutres (gerbes-*n* 2 et *n* 3) avec nombre de particules au minimum inférieur à huit.

la relation $\gamma_0 \simeq 2\gamma_c^2$. Dans la 8ᵉ et la 9ᵉ colonne sont données les grandeurs caractéristiques de la distribution angulaire des mésons dans [C] : l'exposant m de la loi de distribution $\cos^m \theta'$ et θ'_{max} la demi-ouverture du cône de l'émission des mésons. Enfin, la dernière colonne donne la valeur calculée de $\langle\theta\rangle$ d'après les valeurs indiquées de γ_c et θ'_{max}.

TABLEAU I.

Gerbes avec primaire de charge unité.

Gerbe n°.	Nombre de branches s.	g.	h.	Angle médian $\theta_{\frac{1}{2}}$ (°).	Angle limite θ_L (°).	γ_c estimé.	Distribution angulaire dans [C] m.	θ_{max} (°).	Angle moyen calculé $\langle\theta\rangle$ (°).
p 1	8	0	0	4 1/2	19 1/2	11,5	0	85	3
p 2	15	0	0	9 1/2	27	4,8	0	78	8
p 3	8	0	2	7 3/4	30 1/2	6,5	0	83	5 1/2
p 4	8	0	2	8 1/2	26 1/2	5	0	73	8 1/2
p 5	15	0	2	4 1/2	38	12,2	0	88	3
p 6	11	0	3 (*)	9 1/2	51	3,8	0	75	7
p 7	12	0	3	12 3/4	48 1/2	4,3	0	88	8
p 8	22	0	4 (*)	5 3/4	28	7,4	0	73	6
p 9	11	0	2	11	48	4	0	76	11
p 10	9 (*)	1	3	16	40	3,2	0	85	12
p 11	18	2 (**)	3	5 1/2	26	7,1	1	68	6 1/2

(*) Dont une des branches a pour longueur inférieure à 5 μ.
(**) Dont une est émise dans la direction arrière par rapport au primaire.

Passons maintenant aux gerbes-n observées dans la même série de plaques. Elles ont ceci de particulier : le nombre de traces grises et noires est extrêmement faible. Dans le premier cas, gerbe-n 1, on n'observe qu'un pinceau de sept particules au minimum (dessin IV), et dans un autre cinq particules au minimum, ces deux cas peuvent être considérés comme de simples collisions entre la particule incidente et un noyau de l'hydrogène de l'émulsion. Enfin, dans le troisième cas, on a une gerbe de trois particules au minimum avec un méson σ de 4 000 μ, une trace grise identifiée par la méthode de scattering comme due à un proton d'environ 200 MeV d'énergie et, enfin, une trace noire se terminant dans l'émulsion de 200 μ environ.

Nous avons essayé d'analyser ces gerbes par la même méthode que dans le cas des gerbes-p. Pour cela nous avons d'abord défini, comme l'ont fait d'autres auteurs [9], [10], [11], l'axe de la gerbe par la résultante des vecteurs unités portés par les branches au minimum de la gerbe, toutefois en laissant de côté les traces aberrantes faisant plus de 30° par rapport à la direction moyenne de la gerbe. Nous avons vérifié avec les gerbes-p que l'axe ainsi défini ne s'écarte pas de la direction du primaire de plus de 2° près. Ainsi les valeurs de γ_c déduites de cette manière sont sujettes à une incertitude plus grande que dans les cas des gerbes-p. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau II.

Il n'est pas possible, en général, de déterminer

TABLEAU II.

Gerbes avec primaire neutre.

Gerbe n°.	Nombre de branches. s.	g.	h.	Angle médian $\theta_{\frac{1}{2}}$ (°).	Angle limite θ_L (°).	γ_c estimé.	Distribution angulaire dans [C] m.	θ_{max} (°).	Angle moyen calculé $\langle\theta\rangle$ (°).
n 1	7	0	0	5	43	8,5	0	77	5
n 2	5	0	0	14 3/4	44	3,2	0	80	12 1/2
n 3	3	1	2 (*)	7	35	6,0	0	73	7

(*) Dont une est un méson-σ lent de 4 000 de parcours.

la nature des primaires de telles gerbes. Cependant, la gerbe-n 1 est bien disposée pour nous permettre d'exclure la possibilité d'un primaire neutre instable de vie moyenne inférieure à 10^{-14} s. Notons qu'il est bien difficile de dire si les gerbes-n que nous examinons ici sont du même type que celles observées par Lal et al. dans leur grande gerbe de plus de 300 particules; ces auteurs supposent que les

gerbes avec primaire neutre peuvent être dues aux mésons π^0. Enfin signalons que Demur [12], et al. ont observé une gerbe à primaire neutre dont la nature, selon ces auteurs, peut être différente de celle du neutron.

5. **Interprétation des résultats**. — D'après les résultats obtenus avec les gerbes-p et n, nous voyons que, quand l'énergie du primaire est dans le domaine de 20-300 BeV, la distribution angulaire des mésons dans le système [C] est quasi-isotrope, il n'apparaît pas de relation bien définie entre l'ouverture θ'_{max} de cône limitant les mésons émis dans [C] et l'énergie du primaire. En conséquence, il n'est pas possible, comme nous l'avons déjà signalé plus haut (§ 2), d'estimer l'énergie du primaire uniquement d'après l'angle médian $\theta_{\frac{1}{2}}$ de la gerbe. Ceci se voit mieux sur la figure 3 où nous avons porté les valeurs de $\theta_{\frac{1}{2}}$ observées en fonction de γ_C estimé. Sur la même figure sont tracées deux courbes dont l'une indique la liaison à laquelle l'on doit s'attendre dans le cas d'une distribution isotrope dans [C] $\left(\theta'_{max} = \frac{\pi}{2}\right)$, et dont l'autre correspond à $\theta'_{max} = 75°$, valeur minimum trouvée dans la présente étude.

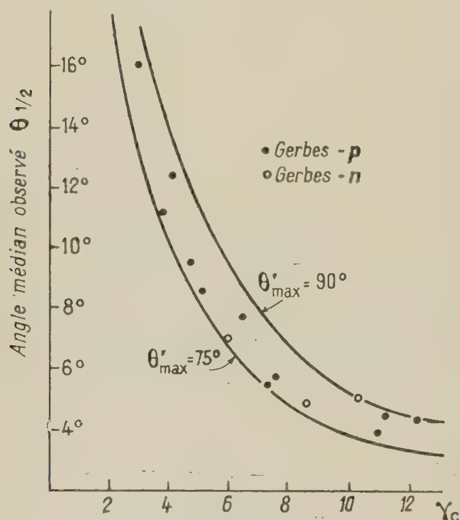


Fig. 3. — Angle médian observé $\theta_{\frac{1}{2}}$ en fonction de γ_C (estimé d'après la méthode exposée).

Les deux courbes du graphique représentent

$$\gamma_C = \frac{\operatorname{tg}\theta'_{max}}{\operatorname{tg}\theta_{\frac{1}{2}}}, \quad \text{avec} \quad \theta'_{max} = 75°, \quad 90°.$$

Examinons comment varie la multiplicité des mésons produits en fonction de l'énergie du primaire. Le plus simple est de la représenter au moyen d'un graphique en prenant pour ordonnée le nombre de mésons chargés $n_+ + n_-$ de la gerbe et pour abcisse

$$\gamma_C \simeq \sqrt{\frac{\gamma_0}{2}}.$$

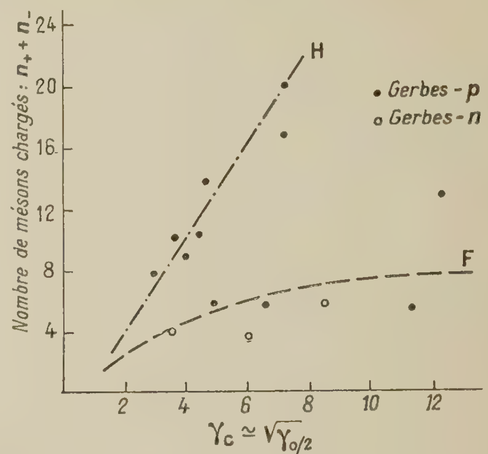


Fig. 4. — Multiplicité en fonction de l'énergie du primaire exprimée en fonction de γ_C.

•, Gerbes-p; o, Gerbes-n. La courbe F représente la multiplicité selon la théorie de Fermi dans le cas de paramètre d'impact égal à zéro.

Moyennant la conservation de la charge, il est possible de fixer $n_+ + n_-$ à une ou deux unités près, sous la réserve que les mésons constituant la gerbe sont bien produits en un seul acte. Nous reviendrons sur ce point plus tard. Les résultats ainsi obtenus sont donnés sur la figure 4.

D'après le graphique, nous voyons que les points se répartissent, d'une manière très nette, en deux groupes distincts dont l'un suit à peu près une loi linéaire en γ_C, ceci implique que la multiplicité varie comme la racine carrée de l'énergie du primaire. En plus, nous remarquons que le coefficient de proportionalité entre le nombre de mésons chargés $n_+ + n_-$ et γ_C est en bon accord avec la valeur donnée par la théorie de Heisenberg [13]. D'ailleurs, il faut remarquer que Wataghin [14], dans une théorie antérieure de production multiple de mésons, a déjà signalé que, en première approximation, la multiplicité croît comme la racine carrée de l'énergie du primaire.

Quant à l'autre groupe de points, on voit qu'à une valeur donnée de γ_C correspond une multiplicité beaucoup plus faible que dans le cas de Heisenberg. Comme ces points sont situés au-dessous de la courbe de maximum de multiplicité d'après la théorie de Fermi [15] (paramètre d'impact égal à zéro), il est donc possible, en adoptant un paramètre d'impact ad hoc, d'interpréter ces cas par une production selon la théorie de Fermi.

Le fait que l'on observe deux multiplicités différentes présente quelques confusions pour la compré-

hension du problème. Cependant, d'après de nombreux résultats expérimentaux, il ne semble pas possible que la multiplicité augmente indéfiniment avec l'énergie du primaire, il paraît assez naturel de trouver une multiplicité plus faible quand l'énergie du primaire dépasse une certaine limite.

6. Considérations énergétiques. — Supposons que les gerbes étudiées ici sont produites en un seul acte. Montrons tout d'abord qu'il est possible d'estimer l'énergie moyenne des mésons γ' dans [C] d'après l'angle limite θ_L de la gerbe. En effet, si les vitesses de mésons β' dans [C] ne diffèrent pas trop les unes des autres, on trouve que l'angle [16] de la gerbe est lié à β et β' par :

$$\sin\theta_L = \frac{\beta'}{\sqrt{1-\beta'^2}} : \frac{\beta_C}{\sqrt{1-\beta_C^2}} \sim \frac{\gamma'}{\gamma_C},$$

on a donc :

$$\gamma' \simeq \gamma_C \sin\theta_L,$$

par suite :

$$\varepsilon = 1 - \beta' \simeq \frac{1}{2\gamma'^2},$$

ce qui nous permet d'estimer l'erreur commise dans l'évaluation de γ_C par la méthode exposée plus haut (§ 2) en admettant $\beta' = 1$. Nous avons indiqué dans les tableaux IV et V les valeurs de ε dans les cas des gerbes-p. Nous voyons qu'en général ε est de l'ordre de 5 pour 100 et qu'il en sera de même pour la précision sur γ_C.

Considérons maintenant le bilan d'énergie dans le système [C]. Supposons pour cela que les particules constituant la gerbe sont des mésons-π, et désignons par a le rapport du nombre total des mésons produits au nombre des mésons chargés :

$$a = \frac{n_+ + n_- + n_0}{n_+ + n_-}.$$

Nous avons dans le cas de collisions complètement inélastiques :

$$2(\gamma_C - 1) = an\frac{\gamma'}{\mu},$$

où $\mu = 6{,}72$ est le rapport de masse d'un nucléon à celle du méson-π et $n = n_+ + n_-$ est le nombre de mésons chargés observés dans la gerbe.

Si l'on connaît a, on peut calculer γ' et le comparer avec la valeur déduite de $\gamma' = \gamma_C \sin\theta_L$. Nous avons fait les calculs pour les gerbes-p et n en prenant successivement $a = \frac{3}{2}$ et $a = 2$. Les résultats montrent que pour les gerbes dont la multiplicité varie comme γ_C (Heisenberg), il y a un accord satisfaisant entre les valeurs de γ' tirées de la relation de conservation de l'énergie et celles déduites de l'angle limite θ_L, si l'on prend $a = \frac{3}{2}$; et que l'hypothèse $a = 2$ donne les valeurs de γ' systématiquement trop faibles en comparaison avec $\gamma_C \sin\theta_L$. L'ensemble des résultats de calcul est résumé dans le tableau IV.

TABLEAU IV.

Estimation de l'énergie moyenne des mésons dans [C] *en supposant collision complètement inélastique* (multiplicité selon Heisenberg).

Gerbe n°.	$n = n_+ + n_-$.	$\gamma' = \gamma_C \sin\theta_L$.	ε (pour 100).	γ' d'après conservation de l'énergie dans [C] : $a = \frac{3}{2}$.	$a = 2$.
p 2.......	14	2,20	10	2,45	1,87
p 6.......	9	3,05	5,6	2,90	2,16
p 7.......	10	3,06	5,3	2,96	2,21
p 8.......	20	3,49	4,1	2,90	2,15
p 9.......	10	2,97	5,6	2,70	2,00
p 10.......	8	2,06	11,7	2,48	1,84
p 11.......	17	3,10	5,2	3,23	2,40

Ces considérations nous montrent que la proportion des mésons neutres par rapport aux mésons chargés : $\frac{n_0}{n_+ + n_-} = a - 1$ est plutôt de l'ordre de $\frac{1}{2}$; cette valeur est en accord avec les résultats donnés par Carlson et al. [17] et Daniel et al. [18]. La valeur $a = 2$ indiquée, d'une part par Kaplon et al. [19] et, d'autre part, par Lal et al. [20] est probablement trop forte tout au moins en ce qui concerne les gerbes d'énergie de 20-300 BeV [4].

En faisant les mêmes calculs avec les autres gerbes dont la multiplicité est en faveur de la théorie de Fermi, nous avons constaté que, avec $a = \frac{3}{2}$, on trouve les valeurs de γ' toutes supérieures à γ_C, ce qui est impossible, puisque $\sin\theta_L = \frac{\gamma_C}{\gamma'} < 1$. D'autre part, si l'on prend $a = 2$, on trouve dans certains cas $\gamma' > \gamma_C$ et dans d'autres cas des valeurs de γ' notablement inférieures à $\gamma_C \sin\theta_L$. En vue de trouver des résultats consistants, nous supposons que, dans tous ces cas, la collision n'est pas complètement inélastique, ce qui revient à dire que seulement une fraction k (< 1) de l'énergie disponible dans le système [C] sert effectivement à la production des mésons. Nous pouvons alors trouver des valeurs appropriées de k afin que la valeur de γ' déduite de la conservation de l'énergie dans [C] soit du même ordre de grandeur que celle donnée par l'angle limite θ_L. Les résultats ainsi obtenus en prenant $a = \frac{3}{2}$ sont résumés dans le tableau V.

(4) Récemment Kaplon et al. ont donné comme proportion des mésons neutres par rapport aux mésons chargés la valeur 0,5 (*Phys. Rev.*, 1952, **88**, 386).

TABLEAU V.

Estimation de l'énergie moyenne des mésons dans [C] *en supposant une collision partiellement inélastique* (multiplicité selon Fermi).

Gerbe n°.	$n = n_+ + n_-$.	$\gamma' = \gamma_C \sin \theta_L$.	ε (pour 100).	Coefficient d'inélasticité k.	γ'(*).
p 1......	6	3,74	3,5	1/4	3,97
p 3......	6	3,00	5,6	1/2,5	3,30
p 4......	6	2,50	8	1/2,5	2,40
n 1......	6	5,76	1,5	1/2	5,63
n 2......	4	2,23	10	1/2,5	2,47
n 3......	4	3,42	4	1/3	3,75

(*) d'après conservation de l'énergie dans [C] avec $a = \frac{3}{2}$ et la valeur de k indiquée.

Ainsi nous voyons que, au point de vue de collision, il y a une distinction à faire entre les gerbes dont la multiplicité varie comme la racine carrée de l'énergie du primaire et celles à multiplicité plus faible. Dans un cas, toute l'énergie disponible dans [C] sert à la production des mésons; en conséquence, si l'énergie des mésons n'est pas loin d'être monocinétique, le nombre de mésons produits varie à peu près comme γ_C, donc comme la racine carrée de l'énergie du primaire. Autrement, seulement une fraction de l'énergie dans le système [C] est utilisée à la production des mésons; dans ce cas, le nombre de mésons produits se trouve plus petit que dans le cas de collisions complètement inélastiques.

Il importe de savoir dans quelles limites varie le coefficient de l'inélasticité k. D'après les valeurs indiquées dans le tableau V, il semble que k est plutôt de l'ordre de $\frac{1}{3}$, mais notre statistique n'est pas suffisante pour nous permettre d'en tirer une conclusion.

7. **Production en plusieurs actes**. — Dans ce qui précède, nous avons supposé que les mésons constituant les gerbes sont produits en un seul acte. Nous pouvons nous demander s'il est possible d'attribuer les gerbes à grande multiplicité, notamment les gerbes-*p* 2 (dessin II), *p* 8 (dessin III) et *p* 11, à des productions selon Fermi en deux ou plusieurs actes successifs.

Examinons successivement les deux cas suivants :

a. Productions secondaires par les nucléons. — Désignons par γ_0 l'énergie du primaire dans [L] et considérons la première collision. Avant la collision, l'énergie du nucléon dans [C_1] est

$$(\gamma_C)_1 = \sqrt{\frac{\gamma_0}{2}};$$

après la collision, elle est :

$$\frac{(1-k)}{2}(\gamma_C)_1,$$

k étant le coefficient de l'inélasticité, $\sim \frac{1}{3}$. Évaluons l'énergie du nucléon incident dans la seconde collision. Pour cela, nous nous limitons aux cas extrêmes tels que les nucléons après la première collision dans [C_1] gardent la même direction que celle de l'incident. Supposons d'abord que la seconde collision soit produite par le nucléon qui, après la première collision, repart dans la direction « avant »



Dessin I. — Gerbe-*p* 1 : 8 *s*, 0 *g*, 0 *h*.
Énergie du primaire ~ 250 BeV.

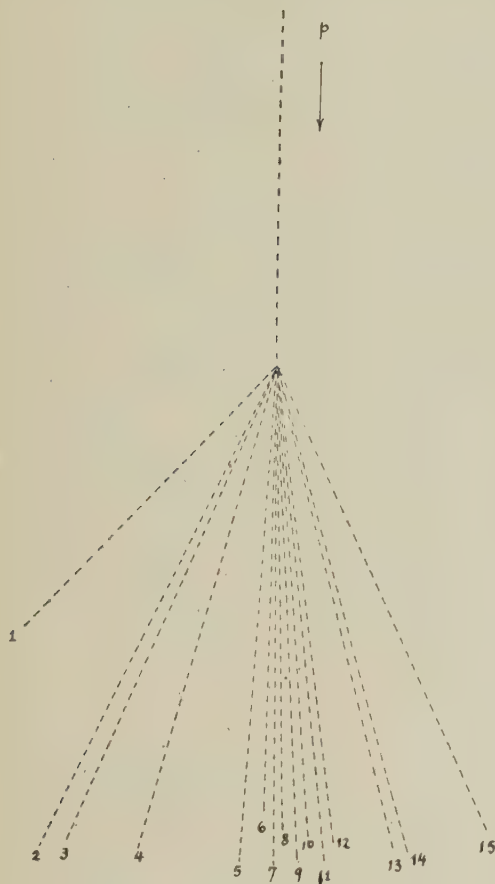
dans [C_1]. Son énergie dans le système [C_2] de la seconde collision sera alors

$$(\gamma_C)_2 = \frac{\sqrt[4]{2}}{2}\sqrt{1-k}\,(\gamma_C)_1 \simeq 0,5\,(\gamma_C)_1.$$

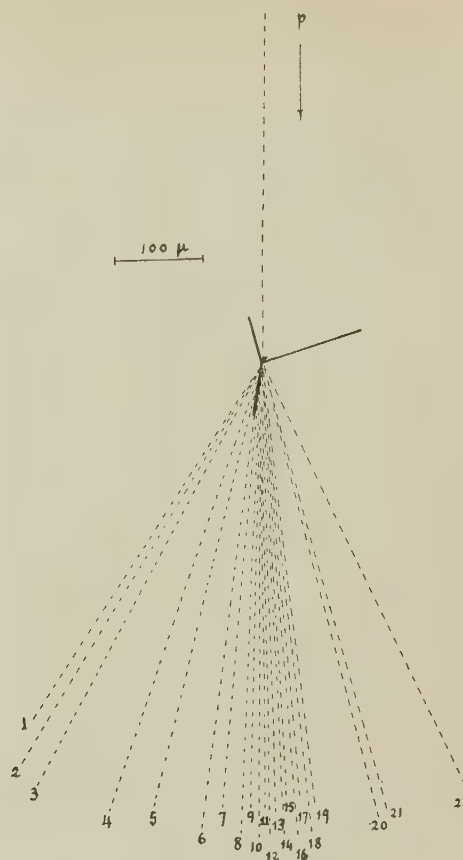
De là nous concluons que les nombres de mésons produits dans le premier et le second acte sont du même ordre de grandeur : la courbe de multiplicité dans ce cas se déduit de celle du cas d'un seul acte en doublant les ordonnées. Nous voyons que, ainsi faisant, nous obtenons une multiplicité encore trop faible pour expliquer les trois grandes gerbes. Pour parvenir à ces points, il faut admettre au moins trois actes successifs de cette nature. Cette explication paraît à la rigueur satisfaisante.

Considérons le cas où la seconde collision est produite par le nucléon qui, après la première collision, s'en va dans la direction « arrière » dans $[C_1]$. L'énergie d'un nucléon dans le système $[C_2]$ sera alors :

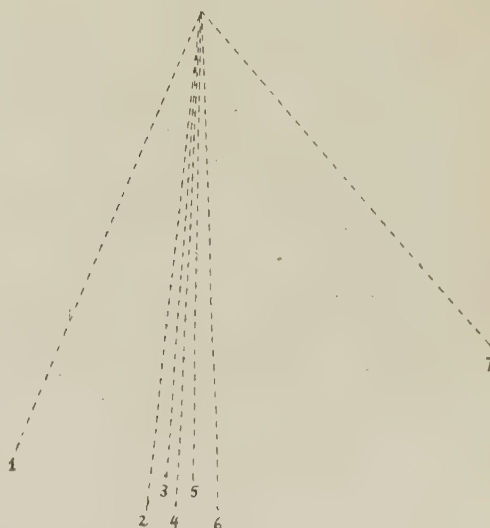
$$(\gamma_C)_2 = \frac{\sqrt[4]{8}}{2}\sqrt{\frac{1-k}{k}}\sqrt{(\gamma_C)_1} \simeq 1.2\sqrt{(\gamma_C)_1}$$



Dessin II. — Gerbe-*p* 2 : 15 *s*, 0 *g*, 0 *h*.
Énergie du primaire ~ 50 BeV.



Dessin III. — Gerbe-*p* 8 : 22 *s*, 0 *g*, 4 *h*.
Parmi les quatre branches noires, trois se terminent dans l'émulsion de longueurs : 5 μ, 45 μ, 50 μ; la quatrième longue de 90 μ sort du côté verre. Énergie du primaire ~ 110 BeV.



Dessin IV. — Gerbe-*n* 1 : 7 *s*, 0 *g*, 0 *h*.
Énergie du primaire ~ 220 BeV.

La multiplicité due au second acte est donc très faible : la grande majorité de mésons sont produits dans le premier acte, ce qui exige une énergie du primaire extrêmement grande, en conséquence l'angle médian de la gerbe est très faible, il ne dépasse guère 2°, ceci n'est pas en accord avec l'observation. En outre, on n'expliquerait ainsi la séparation des gerbes en deux familles.

b. Production des mésons par interactions secondaires des mésons produits dans le premier acte avec les nucléons du noyau. — Il est nécessaire de tenir compte de cette production, car les résultats expérimentaux [21] montrent qu'il n'y a aucune raison pour que les nucléons interagissent seuls, et pas les mésons-π, d'autant plus que ces derniers sont

plus nombreux. Considérons, pour fixer nos idées, un primaire d'énergie de 100 à 200 BeV; il produit, selon la théorie de Fermi, environ dix mésons (chargés et neutres) dont l'énergie moyenne dans le système du centre de masse de méson-nucléon en collision ([5]) est de l'ordre de 2. Une telle collision peut produire au maximum trois ou quatre mésons (chargés et neutres). On obtiendrait donc nos trois grandes gerbes du type de Heisenberg, seulement si trois à cinq mésons interagissent de la sorte. Dans ce cas, la distribution angulaire des mésons ne sera pas différente beaucoup de celle observée. Mais alors on devrait en premier lieu s'attendre à un nombre beaucoup plus grand de branches noires et grises. De plus, les points représentant la multiplicité en fonction de l'énergie devrait être répartis un peu partout, on ne peut pas expliquer une séparation nette entre les deux courbes telles que nous les avons observées ici (*fig.* 4).

En définitive, il nous semble que l'explication des gerbes observées ici par des interactions secondaires, qui serait, à la rigueur possible si l'on ne s'occupe que de l'interaction des nucléons, est exclue si l'on tient compte également des mésons, ceci tant à cause de la séparation nette des deux courbes de multiplicité que de la faible excitation du noyau.

Examinons au point de vue de l'énergie d'excitation du noyau dans les cas des trois grandes gerbes. La gerbe-p 2 (dessin II) comportent uniquement 15 branches au minimum, il n'y a aucune grise, ni noire : excitation probable inférieure à 60 MeV. La gerbe-p 8 (dessin III) a quatre branches noires dont trois se terminent dans l'émulsion de longueurs : 5, 45 et 50 μ, la quatrième branche sort par le verre, son énergie est estimée de 10 — 30 MeV. Ainsi l'énergie visible de l'évaporation est d'environ 20 — 30 MeV, cette valeur correspond au cas le plus probable d'une seule collision. Enfin pour la gerbe-p 11, il y a deux branches noires se terminant dans l'émulsion de longueurs 15 et 20 μ, la troisième est probablement un proton de 25-30 MeV; elle a deux branches grises dont l'une de 2,3 fois le minimum est émise vers l'arrière et l'autre de 2,7 fois le minimum fait un angle de 50° par rapport au primaire. Les considérations de l'énergie montrent qu'il est impossible d'attribuer la première branche grise à un proton de collision.

8. **Gerbes produites par les α-primaires.** — Nous avons observé plusieurs gerbes produites par des α-primaires avec une faible excitation du noyau heurté. Leur étude nous permet de compléter les résultats obtenus avec les gerbes-p et n. L'intérêt de cette étude réside surtout dans le fait que ces gerbes se comportent chacune comme une superposition de plusieurs gerbes produites par des nucléons de même énergie, ce qui nous permet de réduire les fluctuations statistiques de la distribution angulaire et, par suite, d'obtenir une meilleure précision pour estimer γ_c qu'avec des gerbes-p ayant même multiplicité par nucléon. Les résultats ainsi obtenus sont résumés dans le tableau VI.

TABLEAU VI.

Gerbes produites par les α-primaires.

Gerbe n°.	Nombre de branches. $s.$	$g.$	$h.$	Angle médian $\theta_{\frac{1}{2}}$ (°)	Angle limite θ_L (°).	γ_c estimé.	Énergie (Mc²) par nucléon.	Distribution angulaire dans [C] $m.$	θ_{max} (°).	Angle moyen calculé $\langle\theta\rangle$ (°)
α 1...........	13	0	0	7	36	7,0	50	0	82	6
α 2...........	14	1	5	14 1/2	37 1/2	3,1	20	0	80	13
α 3...........	18	1	5	12	50	4,7	45	0	76	12
α 4...........	20	4	4	9 1/2	65	4,5	40	0	74	10

On peut parfois essayer d'estimer le nombre de nucléons de la particule-α incidente subissant la collision avec les nucléons du noyau heurté. Considérons en particulier la gerbe-α 1 (dessin V). En nous référant à la figure 4, nous voyons qu'à la valeur $\gamma_c = 7{,}0$ il correspond une multiplicité selon Heisenberg $\sim$ 17 mésons chargés par nucléon, ce qui n'est pas possible, puisque le nombre total de particules au minimum observées n'est que 13. Si l'on admet que la production est selon Fermi, on trouve alors pour la multiplicité environ 5, ce nombre est compatible avec le nombre de particules au minimum observées en admettant que deux des quatre nucléons de la particule-α ont contribué à la production de mésons. Ceci confirme l'hypothèse que la collision a lieu au bord du noyau. De tels exemples avec les noyaux primaires plus lourds que α ont déjà été signalés par Freier et al. [22] et par Pickup et al. [23].

Considérons enfin le cas de la gerbe-α 4 (dessin VI) qui est particulièrement intéressante, puisqu'il permet de vérifier la valeur de γ_c estimée d'après la distribution angulaire des particules de la gerbe. La particule-α produisant cette gerbe fait partie d'un groupe de 3 α presque parallèles provenant de l'explosion d'un noyau primaire de carbone dans le verre du support de l'émulsion : on peut suivre

([5]) Dans le domaine de l'énergie qui nous occupe ici, les formules reliant γ_0 et γ_c restent pratiquement les mêmes que dans le cas de collision nucléon-nucléon.

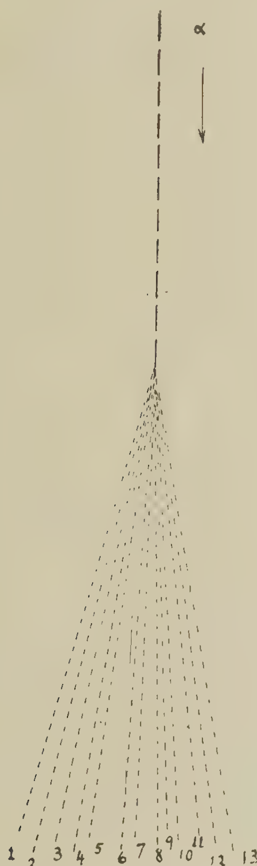
ces trois α dans six émulsions successives, sur une longueur d'environ 2 cm. La demi-ouverture du cône limitant ces trois α étant de $\psi = 2{,}5 . 10^{-4}$ rad. Admettons que l'énergie moyenne des particules-α émises au cours de l'évaporation est de l'ordre de $E = 30$ MeV, ce qui correspond à un $\beta' \simeq 0{,}13$ dans le système lié au noyau subissant l'évaporation. Il est alors possible d'en déduire l'énergie par nucléon (en unité Mc^2) γ_0 du noyau lourd incident. En effet, nous avons entre ψ, β' et γ_0 la relation [24] :

$$\sin \psi = \frac{\beta'}{\sqrt{1-\beta'^2}} : \frac{\beta_0}{\sqrt{1-\beta_0^2}} \sim \frac{\beta'}{\gamma_0},$$

d'où :

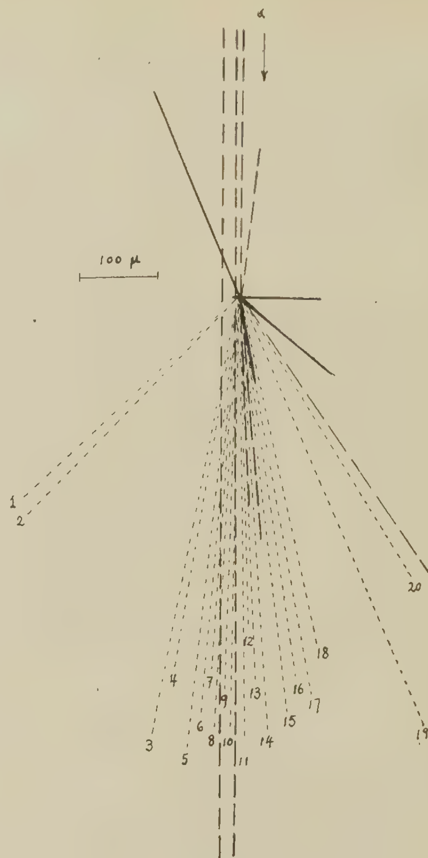
$$\gamma_0 \simeq \frac{0{,}13}{\psi}.$$

Cette relation, identique à celle utilisée



Dessin V. — Gerbe-α 1 : 13 *s*, 0 *g*, 0 *h*.
Énergie du primaire ~ 50 BeV/nucléon.

par Kaplon et al. [25], nous permet d'estimer l'énergie par nucléon de ces trois α. Nous trouvons $\gamma_0 \simeq 52$ BeV/nucléon. Cette valeur est en parfait accord avec celle indiquée dans le tableau que nous avons estimée d'après la distribution angulaire de la gerbe.



Dessin VI. — Gerbe-α 4 : 20 *s*, 4 *g*, 5 *h*.
La particule-α produisant la gerbe fait partie d'un groupe de trois α provenant de la désintégration d'un noyau primaire de carbone d'énergie environ 50 BeV/nucléon.

9. **Conclusion.** — L'ensemble des résultats obtenus dans le présent Mémoire peut être résumé ainsi :

L'étude porte sur une quinzaine de gerbes ayant chacune plus de huit particules au minimum et moins de quatre branches grises et noires, pour lesquelles l'énergie estimée du primaire va de 20 à 30 BeV environ.

Si on les suppose produites en un seul acte, la multiplicité en fonction de γ_C (énergie d'un nucléon dans [C]) montre que ces gerbes se répartissent en deux familles nettement distinctes.

Il paraît impossible d'expliquer cette séparation par des interactions secondaires, car alors on devrait s'attendre à des gerbes dont les points seraient répartis un peu partout sur le graphique. On a donc probablement affaire à des productions en un seul acte dans les collisions ayant lieu sur le bord des noyaux.

La courbe H de la figure 4, relative à la plus

grande multiplicité, correspond à des collisions complètement inélastiques. Il s'agirait d'une production conforme à la théorie de Haisenberg dans laquelle la multiplicité est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie du primaire (dans [L]).

Pour les gerbes de multiplicité plus faible, le calcul montre que le degré de l'inélasticité de collision est de l'ordre de 1/2,5. On peut assimiler ces cas à une production de Fermi. Ce genre de production semble prédominant quand l'énergie du primaire dépasse une certaine limite. Les trois gerbes à primaire neutre se trouvent dans cette famille.

La distribution angulaire dans [C] des mésons est à peu près isotrope pour les multiplicités inférieurs à 10. Dans les grandes gerbes, il semble y avoir une légère anisotropie : les mésons sont émis dans deux cônes centrés sur la direction incidente et de demi-ouverture $\sim 75°$.

Il est impossible pour l'instant de dire à quoi est due cette séparation des gerbes en deux familles. Peut-être s'agit-il de collisions plus ou moins pleines des nucléons; la séparation viendrait alors d'une variation rapide du mode de production autour d'une valeur critique du paramètre d'impacte.

Toutefois, il ne faut pas non plus exclure l'hypothèse de primaire de nature différente, comme cela a été suggéré par Dilwoth et al.; les observations de Lal et al. sur les étoiles secondaires d'une grande gerbe donnent aussi une indication analogue.

Ce travail a été effectué sous la direction du Professeur Leprince-Ringuet qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire. C'est grâce à son aide et ses encouragements que j'ai pu continuer à poursuivre les recherches. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour la sympathie et les amitiés qu'il m'a témoignées.

Je remercie M. Crussard des facilités qu'il m'a données pour l'exécution de ce travail et des discussions sur l'interprétation des résultats. Mes remerciements vont aussi à MM. d'Espagnat, Prentki et Jauneau pour de nombreuses et intéressantes discussions théoriques.

J'exprime mes remerciements à l'équipe des jeunes filles de dépouillement, et particulièrement à Mlle Michelle Clavel qui m'a aidé à faire des mesures.

Manuscrit reçu le 28 mars 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Consulter à ce sujet :

Camérini, Lock Perkins. — Progress in Cosmic Rays, chap. I, § 5, North Holland Publishing Co, 1952.
Rossi. — High Energy Particles, chap. VIII, § 20, Prentice Hall Incorp., 1952.
Marshak. — Méson Physics, chap. VIII, § 6, Mc Graw-bill Book Co, 1952.

[2] Daniel, Davies, Mulvey et Perkins. — *Phil. Mag.*, 1952, **342**, 753.
[3] Daniel et al. — *Loc. cit.*
[4] Perkins. — Rochester Congress, déc. 1952.
[5] Lowell, Bollinger, Coconi, Eisenberg et Greisen. — *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 133.
[6] Lal, Pal, Peters et Swani. — *Proc. Indian Acad. Sc.*, 1952, **36**, 75.
[7] Lord, Fainberg et Schein. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 970.
[8] Fermi. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 683.
[9] Osborne. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 293.
[10] Jauneau, Bousser et Della Corte. — *Ricerca Sc.*, 1951, **21**, 43.
[11] Cortini, Manfredini et Segré. — *Nuovo Cim.*, 1952, **9**, 659.
[12] Demur, Dilworth et Schonberg. — *Nuovo Cim.*, 1952, **9**, 92.
[13] Heisenberg. — *Nature*, 1949, **164**, 65; *Z. Physik*, 1949, **126**, 569.
[14] Wataghin. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 975.
[15] Fermi. — *Loc. cit.*; *Progr. Theor. Phys.*, 1950, **5**, 570.
[16] Peyrou, d'Espagnat et Leprince-Ringuet. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 1777.
[17] Carlson, Hooper et King. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 701.
[18] Daniel et al. — *Loc. cit.*
[19] Kaplon et Ritson. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 386.
[20] Lal et al. — *Loc. cit.*
[21] Camerini, Davis, Fowler, Franzinetti, Muirheal, Lock, Perkins et Yekutieli. — *Phil. Mag.*, 1952, **42**, 1241.
[22] Freier et Ney. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 337.
[23] Pickup et Voyvodic. — *Phys. Rev.*, 1951, **89**, 1190.
[24] Hoang T. F. — *Thèse*, Paris, 1950.
[25] Kaplon, Peters, Reynolds et Ritson. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 295.

PROPRIÉTÉS, DOSES DE TOLÉRANCE ET DOSAGE DES AÉROSOLS PRÉSENTANT UNE RADIOACTIVITÉ α

Par Mme Georgette DELIBRIAS et Jacques LABEYRIE,

Commissariat à l'Énergie atomique,
Centre d'Études nucléaires de Saclay.

Sommaire. — Dans la première partie on décrit les propriétés principales des aérosols radioactifs α et l'on indique les doses de tolérance admises en 1952 pour les aérosols des principaux émetteurs α.

Dans la deuxième partie, on indique deux méthodes utilisées au C. E. A. pour le dosage des aérosols radioactifs α.

Ces méthodes consistent à collecter l'aérosol sur un filtre plan, et à mesurer l'activité α prise par celui-ci, soit par comptage proportionnel (par compteur de Geiger ou par compteur à scintillation), soit par autoradiographie sur une plaque nucléaire.

Dans le cas d'aérosols portant des éléments à période longue, la sensibilité limite avec cette dernière méthode est de l'ordre du 1/10 000e de la dose de tolérance pour l'uranium et le polonium, et d'environ 1,4/1000e de la dose de tolérance pour le radium et le plutonium. Par la première méthode, on obtient des teneurs inférieures limites qui sont environ 100 fois plus fortes.

Pour les produits à vie courte (dépôt solide du radon) la sensibilité limite varie entre le millième et le quart de 1/100 000e de la dose de tolérance, suivant la méthode, et suivant les émetteurs.

1. Production et persistance des poussières. — On groupe sous le nom d'aérosols les suspensions dans l'air de particules ou de gouttelettes, que l'on appelle plus communément poussières, fumées, brumes, brouillards. Les aérosols peuvent prendre naissance de diverses manières :

1° Par action mécanique (concassage, broyage, sablage, balayage, tamisage), ou manipulations diverses (transport, etc.) sur des sels, des minéraux et des métaux.

2° Par combustion : on obtient alors des fumées qui sont des poussières ultrafines.

3° Par projection de gouttelettes ou condensation de vapeurs (on a ainsi production de brumes et de brouillards).

Les dimensions des particules constituant l'aérosol sont très souvent inférieures au micron et, dans ce cas, ne peuvent être évaluées qu'au microscope électronique; c'est le cas, en particulier, des fumées (*fig.* 1).

Dans un aérosol qui contient à l'origine des poussières de différentes tailles, celles qui ont des dimensions supérieures à quelques microns décantent dans les atmosphères calmes, d'autant plus rapidement qu'elles sont plus grosses (tableau I) [1].

[1] Ce tableau a été obtenu à partir de l'équation de Stokes

$$v = \frac{2}{9}\frac{r^2 \rho g}{\eta} = 1,2.10^6 \rho r^2,$$

où r est le rayon de la particule supposée sphérique; ρ est sa densité; g est l'accélération de la pesanteur et η est la viscosité de l'air à 20° C.

Pour les rayons inférieurs à 2 μ, on a effectué la correction de Gibbs [21].

Il en résulte qu'au bout de quelques heures les aérosols, dans une pièce où l'air est calme, sont

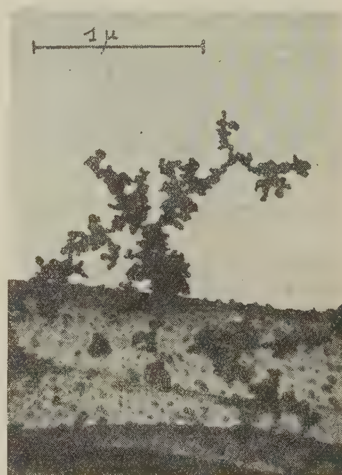


Fig. 1. — Aérosol d'oxyde d'uranium (UO_2).

Collection par diffusion dans l'air, à 10 cm environ de la source (arc entre électrodes d'uranium), sur pellicule de nitrate de cellulose.

Dans ces circonstances, les grains élémentaires ayant un un diamètre moyen de l'ordre de 200 Å s'agglutinent pour former des ensembles branchus ayant des dimensions de l'ordre du micron. De tels ensembles ne décantent que très lentement (1 cm/h) et restent fixés dans les poumons lorsqu'on respire l'air qui les contient.

(Cliché Azan, C. E. A., au microscope C. S. F.).

pratiquement entièrement constitués de poussières ayant des dimensions inférieures au micron [21].

Cependant, dans beaucoup de cas, les mouve-

TABLEAU I.

Vitesse de chute en centimètres par seconde, dans l'air calme, de particules approximativement sphériques ($p = 76$ cm Hg).

Matière.	Densité.	Diamètres moyens des particules (μ) 0,1.	1.	5.	10.	20.
Produits organiques	1,5	$3,5.10^{-4}$	$1,9.10^{-2}$	$4,5.10^{-1}$	2	8
UO_2	10	$2,4.10^{-3}$	$1,3.10^{-1}$	3	12	50
PuO_2	8,5	2 »	1,1 »	2,5	10	40
Pechlende	6 à 8	1,7 »	1	2	8,5	3

ments de l'atmosphère sont suffisamment importants pour maintenir en suspension des particules relativement grosses. Par exemple, dans un hangar où l'on manipule des sacs de minerai d'uranium, on trouve en suspension dans l'atmosphère de nombreuses particules de plusieurs dizaines de microns (*fig.* 2).

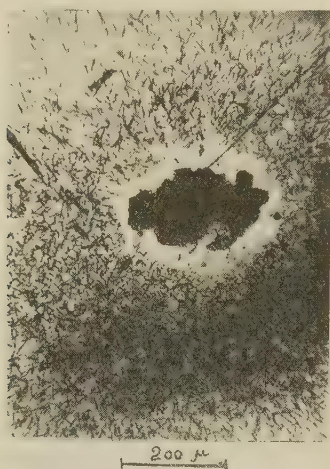


Fig. 2. — Autoradiographie d'un grain d'oxyde d'uranium (UO_3) de 250 × 150 μ (posé sur une émulsion Ilford C_2 de 50 μ).

Le contour blanc autour du grain de poussière est un cratère creusé par celui-ci dans la gélatine. A l'extérieur du cratère, on aperçoit les traces des rayons α émis par le grain.

Ce grain est un exemple typique de grosses particules collectées à 1 m environ de l'endroit où elles ont pris naissance (poussières dégagées lors du défournement des récipients à UO_3, atmosphère moyennement agitée).

2. **Résumé des effets biologiques des poussières radioactives inhalées.** — On sait depuis longtemps que certaines poussières inhalées peuvent présenter de graves dangers pour l'organisme. C'est le cas, par exemple, des poussières de silice qui, en s'accumulant dans les poumons, peuvent en altérer considérablement le fonctionnement, ou encore des poussières de sels solubles d'arsenic ou de plomb qui, absorbées dans le système respiratoire, passent dans le sang et agissent alors comme poison.

Des dangers nouveaux sont apparus depuis que l'on exploite des minerais radioactifs et depuis que l'on manipule dans l'industrie et les laboratoires des quantités importantes de produits radioactifs.

Comportement des poussières radioactives dans l'organisme. — Les aérosols radioactifs peuvent être constitués d'émetteurs α, β ou γ. Nous nous occuperons uniquement, dans cette étude, des émetteurs α.

Les rayons α dont nous nous occupons ici, et qui proviennent des isotopes ^{210}Po, ^{239}Pu, ^{226}Ra, ^{235}U et ^{238}U, ^{218}RaA, ^{216}ThA, $^{214}RaC'$, $^{212}ThC'$ ont un parcours de l'ordre de quelques centimètres dans l'air et sont très ionisants (de l'ordre de 100 000 paires d'ions par trajectoire). Leur parcours dans les tissus vivants est de quelques dizaines de microns. Les dimensions des cellules vivantes étant de cet ordre de grandeur, les particules α peuvent perdre toute leur énergie dans quelques cellules; ces cellules peuvent alors être détruites complètement, ou voir leurs propriétés très modifiées.

On a observé, par ailleurs, que le danger des poussières en suspension dans l'air varie avec leur taille. On estime que les poussières d'un diamètre compris entre 0,2 et 5 μ présentent le plus de risques pour l'organisme; en effet, elles peuvent pénétrer profondément dans l'appareil respiratoire et s'y accumuler; elles tapissent alors les parois des bronches, bronchioles et alvéoles pulmonaires dont elles altèrent les tissus; elles peuvent, dans certains cas, s'y dissoudre et passer dans le sang. Les particules d'un diamètre supérieur à 5 μ sont arrêtées dans le nez, la bouche, l'arrière gorge ou la trachée artère et sont crachées ou avalées [4], [12] et [22].

Si elles sont avalées, elles se comportent différemment selon qu'elles sont insolubles ou solubles :

— insolubles, elles sont rejetées;

— solubles, elles sont digérées; le produit passe dans le sang. Le sang d'ordinaire véhicule le produit dans un organe où il se fixe sélectivement et qu'il détériore par radioactivité ou toxicité chimique.

D'autre part, on estime que les particules de diamètre inférieur à 0,2 μ se comportent comme un

gaz; une petite fraction de ces particules va par diffusion se fixer sur les parois du système respiratoire; le reste sera exhalé avec l'air à l'expiration.

Doses de tolérance. — De nombreuses expériences sur les animaux ont été faites en Angleterre et aux États-Unis à l'aide d'aérosols de radioéléments variés [6] pour en déterminer les effets biologiques.

Des commissions ont fixé pour les différents radioéléments inhalés des doses de tolérance; ces doses indiquent la teneur de l'air en poussières radioactives admissible par unité de volume d'air respiré. Ces doses sont en général valables pour une exposition journalière de 8 h, pendant plusieurs années.

Le tableau II donne quelques exemples de doses de tolérance pour des émetteurs α choisis parmi les plus couramment rencontrés.

TABLEAU II.

Tableau des doses de tolérance dans l'air des principaux émetteurs α (sous forme d'aérosols ou de gaz).

Isotope.	Période.	Dose de tolérance (¹) T dans l'air en curie (²) par mètre cube d'air.	Quantité fixée dans le corps admissible (I. C. R. P.).	Organe de localisation et période biologique.
^{238}U	4.10^9 ans	3.10^{-11} (M) (ou 70 $\alpha/m^3/mn$) (ou 50 μg d'U)	–	Reins : 60 jours
^{226}Ra	$1,6.10^3$ ans	2.10^{-12} (C) (ou 5 $\alpha/m^3/mn$)	0,1 μC	Os et moëlle : 20 ans
^{222}Rn	3,8 jours	5.10^{-8} (F) (ou 10^5 $\alpha/m^3/mn$)	–	–
$^{218}Ra\,A$	4 mn			
$^{214}Ra\,C'$	40 mn			
$^{210}P_0$	138 jours	6.10^{-11} (ou 150 $\alpha/m^3/mn$)	0,005 μC	Reins, foie : 60 jours; Poumons : 10 jours
^{239}Pu	24.10^3 ans	2.10^{-12} (I. C. R. P.) (ou 5 $\alpha/m^3/mn$)	0,04 μC	Os et moëlle : 20 ans

(C) Chalk River Conference (1949); *Nucleonics* (février 1950, 83).
(M) J. S. MITCHELL (Montreal, 1945).
(F) Bureau International du Travail (Règle 206).
(I.C.R.P.) International Commission on Radiological Protection (London, juillet 1950); *Nucleonics* (février 1951, 70-75).

(¹) Ces doses sont calculées pour être subies 8 h par jour, 40 h par semaine, 50 semaines par an et pendant 70 ans.
(²) 1 curie = quantité d'isotope subissant $3,7.10^{10}$ désintégrations par seconde.
(³) En réalité la période de Ra C' est de $1,5.10^{-4}$ s. C'est la période apparente α de l'ensemble Ra $B + C + C'$ qui est de 40 mn environ.

Ces doses sont fonction d'un certain nombre de facteurs :

— l'énergie et la nature du rayonnement;
— la période de décroissance physique de l'élément;
— la période biologique, c'est-à-dire la durée au bout de laquelle il ne reste plus dans l'organisme que la moitié de la quantité de l'élément qui s'y trouvait au moment où l'on arrête l'absorption.

Les doses admises pour les émetteurs α à période longue sont très faibles : ainsi, la concentration moyenne de plutonium admissible dans l'air est seulement de 4.10^{-11} g/m³, ce qui est réalisé lorsque l'on a une seule particule de diamètre $1,5\,\mu/m^3$.

Les doses de tolérance pour les émetteurs α à vie courte (Rn) sont beaucoup plus grandes.

Les deux problèmes essentiels à résoudre pour déterminer la toxicité d'une atmosphère contenant un aérosol radioactif sont :

1° mesurer la quantité de l'élément radioactif présente par mètre cube d'air;
2° déterminer la distribution en taille des poussières constituant l'aérosol, leur nature chimique, et leur surface de contact avec l'atmosphère.

Nous ne nous occuperons ici que du premier de ces problèmes.

3. **Collection des poussières.** — En général, la concentration des poussières dans l'air est trop faible pour être mesurée directement : Il est nécessaire de collecter les poussières en suspension dans un volume d'air déterminé. Les divers moyens habituellement utilisés pour collecter les particules d'un corps quelconque en suspension dans l'atmosphère peuvent être employés.

Ces moyens sont assez nombreux et variés; les principaux sont :

1° le précipitateur électrostatique;
2° le précipitateur thermique;
3° le précipitateur à jet d'air;
4° le filtre.

Nous allons examiner rapidement ces quatre moyens de collection.

1° *Le précipitateur électrostatique* (*fig.* 3). — Cet appareil est couramment utilisé dans l'industrie pour le dépoussiérage. Il est constitué le plus souvent de deux électrodes concentriques, l'une étant portée à un potentiel assez élevé par rapport à l'autre (de 10 000 à 100 000 V selon les types).

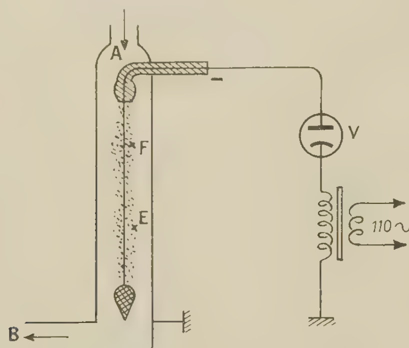


Fig. 3. — Principe du précipitateur électrostatique L'air poussiéreux entre en A et ressort, dépoussiéré, en B Les ions négatifs qui prennent naissance au voisinage du fil F se fixent sur les poussières et les entrainent vers le cylindre extérieur.

L'air passant par aspiration entre ces deux électrodes est débarrassé de ses poussières qui se collent sur l'électrode qui a le plus grand rayon de courbure.

Le mécanisme de la précipitation est le suivant, dans le cas où l'électrode centrale (²) est négative : les ions négatifs qui prennent naissance au voisinage de cette électrode centrale F, dans l'effluve E qui l'entoure, vont se déposer sur l'électrode positive extérieure. Les poussières qui traversent l'espace entre les deux électrodes captent chacune un certain nombre de ces ions et, ainsi chargées, deviennent sensibles à l'action du champ. Elles se déposent alors sur l'électrode positive à une distance de l'entrée qui dépend de la charge qu'elles ont prise, de leur grosseur, de leur poids et de la vitesse du courant d'air [9]. Cette propriété a été utilisée par Wilkening pour déterminer la dimension des aérosols [8].

Pour des poussières d'un diamètre déterminé (³) le rendement (⁴) de ces appareils est fonction du débit d'air utilisé et de la tension appliquée entre les deux électrodes. Dans les dépoussiéreurs utilisés industriellement, 90 pour 100 environ du poids des poussières contenues dans l'air sont arrêtés (⁵). Le rendement atteint 100 pour 100 si l'on a un précipitateur de faible section (10 cm²), un champ élevé (10 000 Volts/cm) et une vitesse d'air ne dépassant pas 10 m/s.

Le précipitateur électrostatique, en tant qu'appareil de mesure, a cependant un inconvénient : les poussières sont collectées sur une surface relativement grande, au moins 20 cm². La mesure dans le cas des atmosphères peu actives est, de ce fait, rendue délicate : elle nécessite l'utilisation de détecteurs à grande surface sensible, ou l'introduction du collecteur à l'intérieur même d'un compteur α [1].

2° *Le précipitateur thermique.* — Son principe très général de fonctionnement repose sur l'observation suivante.

Si l'on dispose entre deux plateaux parallèles un fil tendu et chauffé et si l'on fait passer entre ces deux plateaux un courant d'air chargé d'un aérosol (poussière ou fumée) on remarque que l'air est débarrassé des particules qu'il contenait en sus-

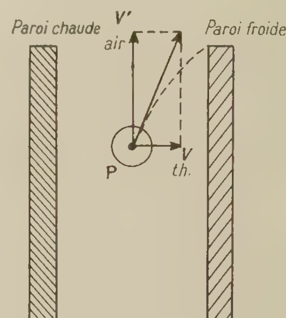


Fig. 4. — Principe du précipitateur thermique.
Les particules de poussière P reçoivent des impulsions de la part des molécules venues de la paroi chaude qui les font dériver vers la paroi froide, où elles se fixent.



Fig. 5. — Autoradiographie des poussières collectées au précipitateur thermique.
Émetteurs α : Ra*A* et RaC′ adsorbés sur des poussières normales de l'air.

(²) Cette électrode est, en général, constituée par un fil.
(³) Nous supposerons les poussières sphériques.
(⁴) Le rendement est le rapport entre le poids de poussières collectées, par unité de volume d'air ayant traversé l'appareil et le poids de poussières présentes par unité de volume d'air.
(⁵) Ces poussières étant du type habituellement rencontré dans les industries poussiéreuses à air agité. Les dimensions d'une poussière standard de ce type sont les suivantes : tous les grains sont de diamètre inférieur à 50 μ et chaque tranche de 1 μ contient 2 pour 100 du poids total.

pension. Ces particules se collent sur les plateaux qui constituent la paroi froide.

Le mécanisme du phénomène est le suivant : les molécules d'air qui proviennent de la paroi froide ont une énergie cinétique plus faible que celles qui proviennent du fil chaud. Les particules P qui se trouvent entre ces deux parois reçoivent donc des impulsions plus grandes du côté du fil chaud que du côté de la paroi froide, ce qui tend à les faire dériver sur la paroi froide où elles viennent se coller (*fig.* 4 et 5).

Les parois chaudes et froides peuvent prendre des formes variées [2], [4]. Le rendement est d'environ 100 pour 100, même pour les plus petites poussières, à condition que le débit d'air soit très faible (au maximum quelques centaines de centimètres cubes par minute). Cela signifie que l'activité des poussières collectées ne sera mesurable que dans le cas d'une atmosphère fortement polluée.

Par contre, le précipitateur thermique offre la possibilité, ainsi que le précipitateur électrostatique d'ailleurs, d'utiliser comme surface collectrice une plaque de microscope optique ou un porte-objet de microscope électronique, ce qui permet l'étude directe de la taille des poussières ou des fumées [5], [10].

3° *Le précipitateur à jet d'air.* — Dans les appareils de ce genre, l'air est astreint à passer par aspiration à travers une série de buses. En face de chaque buse se trouve une plaque produisant une brusque déviation des filets d'air. Sur ces plaques, recouvertes de substance adhésive, on recueille les poussières projetées hors du courant d'air par la force centrifuge. Le débit d'air est de l'ordre de 10 l/mn et l'on a un rendement d'environ 90 pour 100 avec quatre étages de buses, pour les particules de diamètre compris entre 0,5 et 50 μ [4], [6].

Les sections des orifices de sortie des buses vont en décroissant, de telle sorte que les dimensions des poussières recueillies vont en diminuant du premier au dernier étage.

On obtient ainsi une grossière répartition en taille des différentes poussières de l'air.

Comme les précédents, cet instrument peut être adapté à l'étude du diamètre des poussières, en utilisant comme plaques collectrices des porte-objets de microscope. On peut même, comme l'a fait Jech, collecter directement sur une émulsion photographique nucléaire [16].

4° *Le filtre.* — Le filtre est une rondelle de tissu ou de papier de quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur ayant quelques centimètres carrés de surface. Ce tissu ou ce papier est constitué par un feutrage de fibres ([6]) ayant quelques microns à quelques dizaines de microns de diamètre. Un aspirateur oblige un volume important d'air à passer à travers ce filtre qui recueille sur sa surface amont les poussières qui étaient en suspension dans cet air.

Ce moyen de collection des poussières présente trois avantages par rapport aux moyens précédents :

— il est facile d'adapter un filtre sur un appareil portatif;

— il permet de collecter les poussières dispersées dans un volume d'air important (plusieurs dizaines de mètres cubes);

— on peut concentrer sur une petite surface une quantité de poussière suffisante pour rendre son activité facilement mesurable.

Les conditions à remplir par un filtre sont les suivantes :

— il doit collecter les poussières avec le maximum d'efficacité : un bon filtre peut atteindre un rendement de 99,9 pour 100 pour la poussière standard définie plus haut;

— la pénétration des poussières dans l'épaisseur du filtre doit être aussi faible que possible; ceci est nécessaire pour la détection des rayons α qui ont un très faible parcours à travers la matière constituant le filtre;

— il doit rester très perméable à l'air, de façon à permettre un débit important d'air avec une perte de charge modérée.

Ces conditions sont assez contradictoires : en effet, pour les filtres ordinaires en papier ou en tissu, plus le rendement du filtre est grand, plus la perte de charge qu'il entraîne est importante; nous indiquerons plus bas les conditions que nous avons adoptées.

L'arrêt des poussières par le filtre résulte de plusieurs effets :

1° un effet de tamisage qui ne joue que pour les grosses particules ou pour les agglomérats de particules (*fig.* 1) dont le diamètre moyen est supérieur à l'intervalle moyen entre deux fibres;

2° un effet mécanique analogue à celui du précipitateur à jet : sous l'effet de la force centrifuge les poussières se déposent sur la fibre qui a produit une brusque déviation des filets d'air. Le rendement de cet effet augmente avec la vitesse du courant d'air à travers les fibres ([7]) [25];

3° pour les petites particules (d'un diamètre inférieur à 0,5 μ) le mouvement brownien les fait diffuser hors du filet d'air et les dépose sur les fibres qu'elles rencontrent;

4° pour certains types de fibres capables de

([6]) Ces fibres peuvent être en cellulose, laine, matière plastique, verre, ou en substances cristallisées organiques ou minérales.

([7]) La vitesse de l'air entre les fibres du filtre varie, en général, de 0,1 à 10 m/s.

Les rayons de courbure des filets d'air étant de l'ordre de 10 μ, les particules sont soumises à des accélérations centrifuges qui varient entre 10^2 et 10^6 g.

conserver longtemps des charges électriques que des actions mécaniques (compression) ont développé à leur surface, il y a attraction électrostatique des particules qui passent à proximité et le filtre fonctionne alors comme un filtre électrostatique. Certains filtres utilisant ce phénomène ont été réalisés récemment et sont d'une très grande efficacité pour les poussières ayant des dimensions très petites, telles que celles d'un aérosol de bleu de méthylène [11].

Description de deux méthodes de dosage des aérosols radioactifs.

1. **Appareil de prélèvement.** — En raison des avantages que nous avons indiqués, c'est le filtre qui a été choisi comme moyen de collection.

Un certain nombre de filtres ont été essayés principalement en papier de cellulose (*fig.* 6); celui qui a été provisoirement adopté et sert actuellement pour effectuer tous les prélèvements est un filtre de masque à gaz (type BM 2130, U. S. A.). Il est constitué d'une feuille de fibres de cellulose de coton comprimées, imprégnée de carbone sur un côté (*fig.* 6 *c*). Son épaisseur est de l'ordre de 2 mm, et son poids est environ 350 g/m². La surface filtrante utilisée est de 7 cm², la surface totale du filtre étant de 12,5 cm². Sa résistance à l'air entraîne une perte de charge de l'ordre de 10 mm d'eau, ce qui réduit des 3/4 le débit à vide de l'appareil d'aspiration.

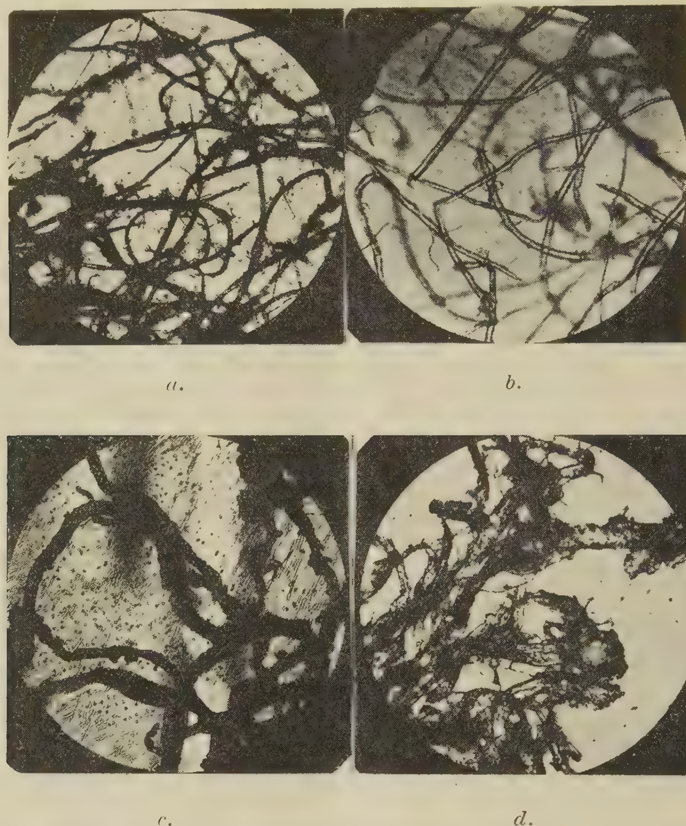


Fig. 6. — Fibres de cellulose de divers filtres vues au microscope. Diamètre du champ : 2,5 mm.

a. Filtre rose (R. Schneider), 150 g/m², charge amiante; *b.* Filtre vert (R. Schneider), 80 g/m², sans charge; *c.* BM 2130, charge de carbone colloïdal; *d.* Papier filtre ordinaire (Durieux).

Ce dernier est un aspirateur ménager portatif d'une puissance de 150 W, auquel on a adapté un porte-filtre (*fig.* 7).

La vitesse d'aspiration dépend de la tension appliquée au moteur; elle varie vers 110 V d'environ 10 pour 100 par 10 V de variation de tension (*fig.* 8). Le débit total de cet appareil avec filtre est de l'ordre de 200 l/mn pour une tension de 110 V.

Rendement du dispositif de prélèvement. — Le rendement du filtre utilisé (type BM 2130) a été

mesuré au laboratoire des aérosols du Bouchet ([8]). La mesure a été effectuée en filtrant une atmosphère qui contenait environ 5 mg/m³ de bleu d'indigo. Le débit d'air était de 0,26 l d'air par minute et par centimètre carré de surface filtrante.

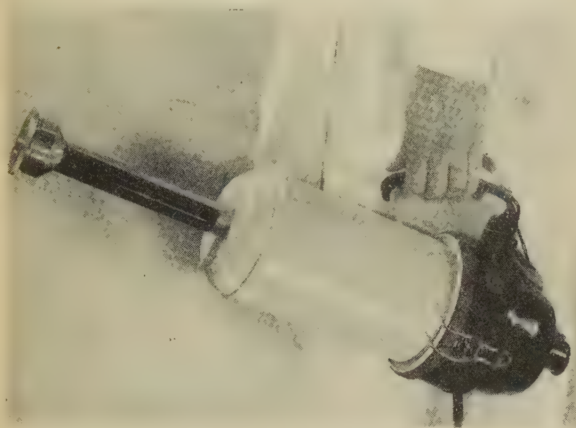


Fig. 7. — Ensemble aspirateur-porte-filtre pour les prélèvements d'aérosols.

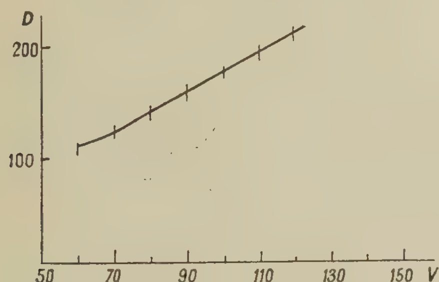


Fig. 8. — Débit d'air à travers le filtre en fonction de la tension appliquée à l'aspirateur. D en litres par minute; V en volts, 50 périodes.

Cette courbe est relative à un appareil de prélèvement C. E. A. standard, du type représenté sur la figure 7, garni d'une épaisseur de filtre type BM 2130, avant colmatage sensible.

Les dimensions des poussières constituant cet aérosol de bleu d'indigo sont les suivantes :

Diamètre (μ).	Proportion (en nombre) (pour 100).
> 2	7
2 à 1	17
1 à 0,5	43
0,5 à 0,3	19
0,3 à 0,1	11
< 0,1	3

Le rendement est de l'ordre de 85 pour 100 lorsque le filtre n'est pas encore colmaté. Il atteint pratiquement 100 pour 100 lorsque l'épaisseur du dépôt de bleu d'indigo dépasse 0,1 mg/cm².

([8]) Nous remercions M. Avy d'avoir bien voulu faire réaliser cette mesure.

Ce rendement est, à peu de choses près, indépendant du débit entre 0,2 et 30 l/cm²/mn.

Pour des aérosols d'oxyde d'uranium UO_2, nous avons admis le même rendement. Pour les aérosols porteurs de dérivés du radium et du thorium, nous avons admis provisoirement que le rendement était d'environ 100 pour 100 dans les atmosphères habituelles des locaux, mais qu'il pouvait toutefois tomber à une valeur beaucoup plus faible (inférieure à 10 pour 100) lorsque l'atmosphère était très propre (air extérieur, à la campagne, après la pluie). Les dérivés du radium et du thorium sont, en effet, présents dans l'atmosphère sous forme de particules de très petite taille (quelques atomes, [8], [14], [8], [14]), qui ne sont pas arrêtées sur les filtres. Par contre, ces particules se fixent sur les poussières en suspension dans l'air et peuvent ainsi être arrêtées sur les filtres susceptibles de retenir ces poussières. La collection sur le filtre des dérivés du radon ne peut donc se produire que si l'air contient des poussières.

La courbe de décroissance de l'activité du filtre, après arrêt de l'aspiration dépend non seulement de la période apparente du corps collecté, mais encore de la durée de l'aspiration. Dans le cas des dérivés

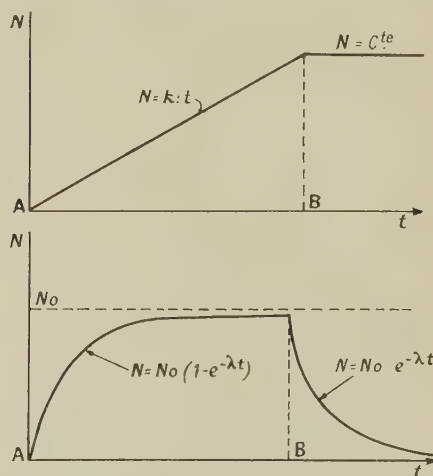


Fig. 9. — Activité présente sur le filtre lors du pompage et après le pompage.
Fig. 9 *a*. — Cas où l'on recueille un élément à longue période (U).
Fig. 9 *b*. — Cas où l'on recueille un élément à courte période.

A, début du filtrage; B, fin du filtrage; N, activité du filtre, en unités arbitraires; *t*, durée, en unités arbitraires; N_0, activité limite que peut prendre le filtre (fonction du débit et de l'activité de l'air); λ, constante radioactive $\left(\frac{0{,}693}{T}\right)$ de l'élément filtré; T, période radioactive de l'élément filtré.

du radon, elle a une forme analogue à celle qui est indiquée sur la figure 13.

2. **Mesure de l'activité du filtre**. — Deux moyens sont utilisés pour mesurer l'activité prise par le filtre. Ils utilisent deux types de détecteurs, sensibles seulement aux rayons α, dans le but d'éliminer le bruit de fond dû aux rayons cosmiques et aux rayons γ ambiants.

1° le compteur à rayons α : Ce compteur est soit un compteur Geiger « proportionnel », soit un compteur à scintillation (dans ce cas, les rayons α tombent sur une substance fluorescente suivie d'un photomultiplicateur), soumis à une tension convenable pour ne compter que les rayons α;

2° la plaque photographique couverte d'émulsion « nucléaire » sur laquelle on peut voir individuellement les trajectoires des rayons α.

1° A. *Compteur Geiger proportionnel à paroi mince* [17]. — Les compteurs utilisés sont des compteurs « cloches » standard du C. E. A., à remplissage hélium-alcool. L'épaisseur de la paroi de mica du compteur est inférieure à 2 mg/cm². La surface utile est d'environ 6 cm². Les paliers de ce type de compteurs en fonction de la tension sont donnés sur la figure 10. Le rendement global (9) de l'ensemble

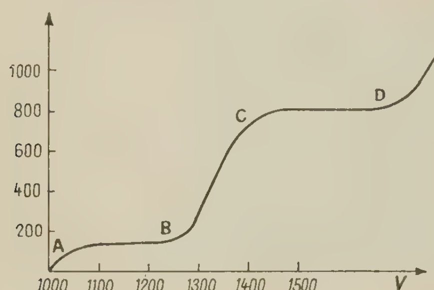


Fig. 10. — Caractéristiques de paliers des compteurs semi-proportionnels utilisés (type C. E. A. 14 A 1).

N, nombre d'impulsions comptées par minute; V, différence de potentiel entre anode et cathode (volts); AB, palier relatif aux rayons α (dans cette région, on ne compte que les rayons α, même si le compteur reçoit jusqu'à 10^6 rayons β par minute); CD, palier Geiger-Müller, dans cette région on compte les rayons α, β et γ.

de comptage, pour un compteur de 1,9 mg/cm² d'épaisseur de paroi est de 15 pour 100 environ (10) dans le cas du comptage des α de l'uranium, cet élément étant réparti sous forme d'oxyde d'une façon uniforme sur la surface du filtre avec une densité superficielle inférieure à 0,3 mg/cm².

(9) Rapport du nombre de rayons α comptés au nombre de rayons α émis par le filtre pendant ce temps.

(10) Ce rendement tombe à 10 pour 100 environ pour une paroi de 2,2 mg/cm².

B. *Compteur proportionnel à scintillation*. — Nous utilisons un scintillateur constitué par un disque de sulfure de zinc en couche mince de 10 cm² de surface environ, associé à un photomultiplicateur E. M. I. type 5311. Dans le cas des rayons α de l'uranium, le rendement global maximum pour les filtres décrits ci-dessus est de 40 pour 100 environ.

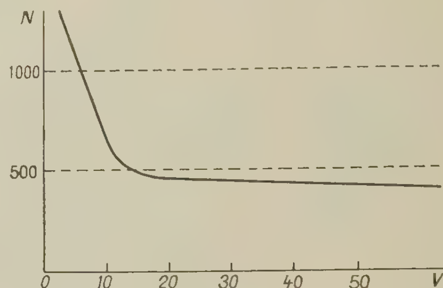


Fig. 11. — Palier α obtenu avec un ensemble de comptage à scintillation (ensemble 2Mc standard C. E. A.).

Photomultiplicateur : E. M. I. 5311. Source : dépôt diffus de UO_2 sur filtre standard vert + écran SZn, Ag. N, Nombre d'impulsions comptées par minute, dont l'amplitude est plus grande que V. V, tension de discrimination, en volts.

L'inconvénient des compteurs, de l'un et l'autre type, est de nécessiter un appareillage électronique : haute tension, échelle, préamplificateur, qui n'est pas facilement transportable à cause de son encombrement et de son poids.

Par contre, ils ont l'avantage de donner un résultat très rapidement, après quelques minutes de comptage seulement. On peut, de plus, mesurer la période de décroissance du corps collecté, ce

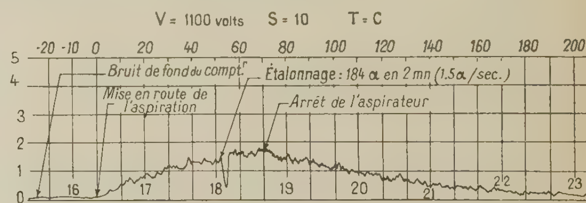


Fig. 12. — Enregistrement de l'activité α normale de l'air libre à Saclay; (filtre fixe, débit d'air : 100 l/mn). Cette activité correspond à environ 150 désintégrations de RaC′ par minute et par mètre cube d'air, soit 1/650e de la dose de tolérance. (Ceci, en ne tenant compte que du RaC′ susceptible d'être collecté. La teneur totale n'est égale à la teneur mesurée que si l'atmosphère est riche en poussières).

qui aide à son identification. On peut même enregistrer les variations de l'activité de l'air avec un filtre se déroulant continuellement, comme cela est réalisé dans l'appareil C. E. A. enregistrant automatiquement l'activité des poussières de l'air [18].

2° *La plaque photographique.* — D'autres auteurs ont déjà utilisé les émulsions photographiques pour les autoradiographies de poussières [14] à [16].

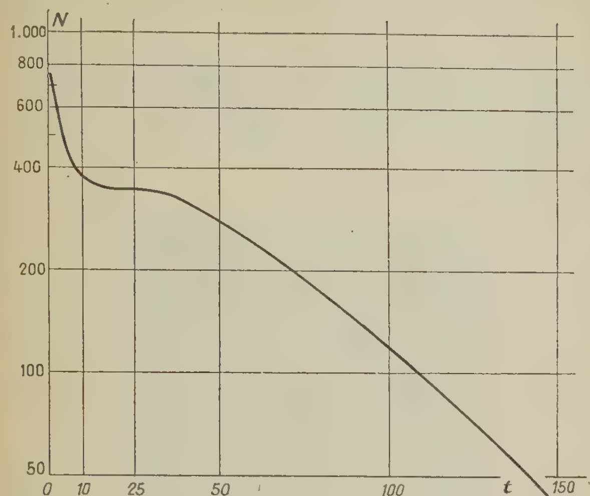


Fig. 13. — Décroissance de l'activité d'un filtre ayant collecté des aérosols porteurs de dérivés du radon (aérosol : SiO_2). N, nombre d'impulsions (α) comptées en 10 s. *t*, durée écoulée depuis la fin du filtrage.

La technique que nous utilisons consiste à comprimer pendant une durée déterminée la face poussiéreuse du filtre contre l'émulsion (11) et après développement (12) et fixage, à compter les trajectoires des particules α.

La longueur de la trajectoire dans ces émulsions en fonction de l'énergie de la particule incidente a été déterminée avec précision par plusieurs auteurs [13].

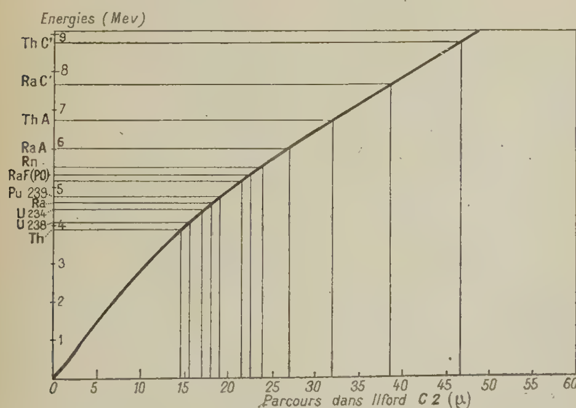


Fig. 14. — Courbe d'après H. Faraggi et J. Rotblat [13]. Énergies d'après R. Grégoire [19]. Relation énergie-parcours dans l'émulsion Ilford C_2.

Parcours mesuré sur la plaque sèche, après développement et parallèlement à la surface de l'émulsion, l'exposition ayant lieu également sur plaque sèche.

(11) Émulsion nucléaire Ilford C_2, de 50 μ d'épaisseur.

(12) En général, on les développe à fond par immersion pendant 20 mn, à 20°, dans du révélateur ID 19.

D'où la possibilité d'identifier le corps qui a émis la particule en mesurant au microscope, avec un agrandissement de l'ordre de 1000 (13); la longueur des trajectoires (*fig.* 14). Lorsque la poussière portant le corps émetteur α a été collectée sur un filtre, une faible fraction des trajectoires a la longueur prévue, car les poussières ont plus ou moins

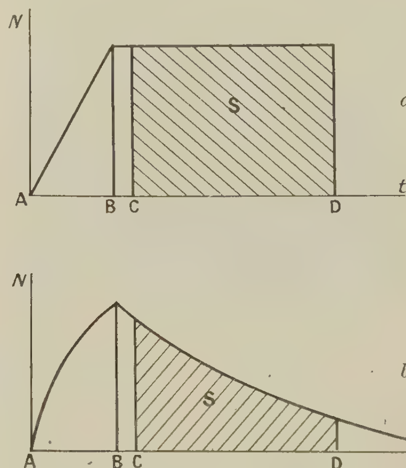


Fig. 15. — Nombre de trajectoires enregistrées sur l'émulsion.

N, nombre de rayons émis par le filtre par unité de temps; *t*, temps; A, début du filtrage; B, fin du filtrage; C, début de l'exposition sur l'émulsion; D, fin de l'exposition sur l'émulsion; S, l'aire hachurée S est proportionnelle au nombre de trajectoires enregistrées par l'émulsion entre les instants C et D.

Fig. 15 *a*. — Cas où l'élément collecté est à longue période.
Fig. 15 *b*. — Cas où l'élément collecté est à courte période.

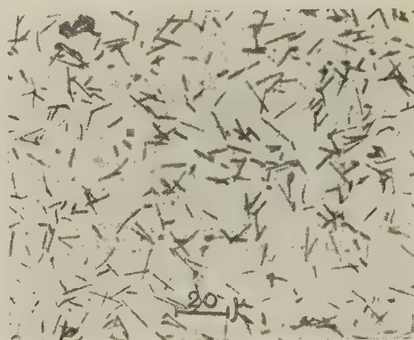


Fig. 16. — Autoradiographie de poussières de UO_2.

Lieu de collection : 20 cm au-dessus de l'outil d'un tour travaillant de l'uranium; pose : 67 h; collection de l'aérosol sur filtre standard type BM 2130, n° 25; environ 10 fois la dose de tolérance en UO_2.

De l'examen de clichés analogues, on déduit la dimension maximum des poussières collectées : presque toutes les trajectoires, dans le cas de la figure 16, sont issues de particules ayant une dimension inférieure à 2 μ.

(13) La surface d'un champ, dans ces conditions, est d'environ $1{,}7 \cdot 10^{-4}$ cm². La détermination précise du nombre de traces par unité de surface nécessite une correction [25].

pénétré dans le filtre et la trajectoire de la particule α dans la plaque s'en trouve raccourcie (*fig.* 16). Dans le cas où les poussières ont été collectées avec un précipitateur thermique, électrostatique ou à jet d'air, l'identification est aisée, car il n'y a pas pénétration des poussières dans le support (*fig.* 5).



Fig. 17. — Autoradiographie de poussières de UO_2 et de poussières ayant adsorbé des dérivés du radon. Lieu de collection : 1 m au-dessus d'un stock d'uranium. Les grandes trajectoires sont dues au Ra*C'*. Les courtes trajectoires sont principalement dues au Ra*A* et à l'uranium. Prélèvement sur filtre standard type BM 2130, n° 17.

Toutefois, dans la pratique, les problèmes d'identification ne se posent que rarement, car on sait, en général, quel est l'élément auquel on a affaire (*fig.* 17).

Le rendement de la plaque, c'est-à-dire la fraction du nombre de rayons α émis par le filtre qui donnent lieu à trajectoires varie entre 40 et 50 pour 100 selon le degré de pénétration de l'aérosol dans l'intérieur du filtre.

Avantages particuliers à la plaque. — 1° La plaque intègre les traces de rayons α qu'elle reçoit pendant une durée qui peut être très longue (plusieurs semaines). Cette propriété est avantageuse dans le cas où l'on veut détecter des teneurs très faibles en éléments à longue période.

Dans les émulsions Ilford C_2, l'action du rayonnement cosmique, au voisinage du niveau de la mer est négligeable, car il ne produit que moins d'une trajectoire par 100 champs et par mois. La principale source d'erreur provient des contaminations accidentelles de la plaque par des dérivés du thorium et de l'uranium; elles ne produisent cependant, en moyenne, dans les différents lots de plaques que nous avons observées, qu'une trace par 100 champs et par mois environ.

2° Les plaques développées se conservent plusieurs années et constituent des documents qui peuvent être reconsultés au besoin.

3° La plaque est un instrument de mesure facilement transportable, ce qui est particulièrement intéressant dans le cas où l'on veut doser, loin du laboratoire, des aérosols radioactifs à période courte.

4° La plaque permet également l'évaluation de la dimension des poussières d'une substance radioactive donnée : le nombre de rayons α émis par un grain d'une telle poussière est proportionnel au temps de pose et au cube du diamètre de ce grain [15].

Ainsi une poussière de 1 μ d'uranium naturel produit en moyenne par 1200 h de pose une trace dans l'émulsion. Une poussière de UO_3 naturel ayant 30 μ de diamètre posant 1 h produit 55 traces dans l'émulsion (*fig.* 18).

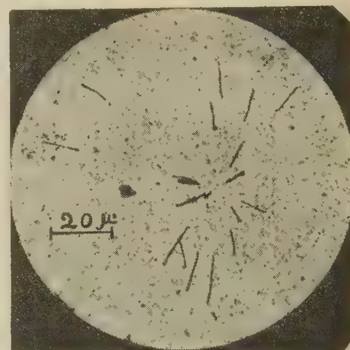


Fig. 18. — Étoile produite par la pose d'un grain de UO_3 de 10 μ environ. (Prélevé sur filtre standard BM 2130 dans l'atmosphère d'un atelier pendant la manipulation de UO_3 en poudre).

On a ici un exemple de cliché utilisable pour la détermination de la taille des poussières par le nombre de branches des étoiles.

Émulsion Ilford C_2, 50 μ, grandissement 2 000.

Teneur minimum détectable en aérosols radioactifs.

1. Aérosols porteurs de produits à longue période (plus de 4 mois). — *a.* La sensibilité limite de la méthode de l'émulsion nucléaire est déterminée par les conditions suivantes :

La densité minimum mesurable de traces dans l'émulsion est égale à environ 0,1 trace par champ (de $1{,}7.10^{-4}$ cm²), ce qui correspond à l'émission de 1200 rayons α par centimètre carré de filtre dans l'angle 4π. La durée de pose maximum est de quatre mois, car au bout de ce temps les traces parasites dues aux contaminations accidentelles atteignent une densité qui est de l'ordre de 0,08 trace par champ. Dans ces conditions, si le volume filtré est de 6 m³ et la surface du filtre de 7 cm², l'activité correspondante de l'atmosphère avant filtrage est de 1200 rayons α par mètre cube en quatre mois, soit *un rayon α par mètre cube toutes les* 144 mn. Les poids correspondants de substance ainsi que les fractions correspondantes de la dose de tolérance pour les éléments ^{238}U (en équilibre avec ^{234}U), ^{239}Pu et ^{210}Po sont indiqués dans le tableau III.

TABLEAU III.

Teneurs minimum détectables en aérosols à longue période.

	Émulsion.	Compteurs proportionnel.	Compteurs à scintillation.
Activité minimum détectable dans l'air (1).	$7.10^{-3}\ \alpha.m^{-3}.mn^{-1}$ ou 3.10^{-15} curie	$8.10^{-1}\ \alpha.m^{-3}.mn^{-1}$ ou 3.10^{-13} curie	$2.10^{-1}\ \alpha.m^{-3}.mn^{-1}$ ou 8.10^{-14} curie
U naturel (^{238}U et ^{234}U en équilibre).....	10^{-4} T (2) ou $5.10^{-9}\ g.m^{-3}$	10^{-2} T ou $5.10^{-7}\ g.m^{-3}$	3.10^{-3} T ou $15.10^{-8}\ g.m^{-3}$
^{239}Pu..................................	$1{,}4.10^{-3}$ T ou $5{,}6.10^{-14}\ g.m^{-3}$	$1{,}6.10^{-1}$ T ou $6{,}4.10^{-12}\ g.m^{-3}$	4.10^{-2} T ou $1{,}6.10^{-12}\ g.m^{-3}$
$^{210}P_0$..................................	$4{,}5.10^{-5}$ T ou $2.10^{-17}\ g.m^{-3}$	5.10^{-3} T ou $2.10^{-15}\ g.m^{-3}$	$1{,}3.10^{-3}$ T ou $5.10^{-16}\ g.m^{-3}$
^{226}Ra..................................	$1{,}4.10^{-3}$ T	$1{,}6.10^{-1}$ T	4.10^{-2} T

(1) Exprimée en rayons α émis dans 1 m³ d'air, en 1 mn, ou en curie, ou en gramme d'élément par mètre cube d'air, ou en fraction de dose de tolérance. (Cette mesure nécessite le filtrage de 7 m³ d'air).

(2) T est la dose de tolérance pour chacun de ces produits (*voir* tableau II).

La précision de la mesure dépend du nombre de champs explorés dans l'émulsion. Pour la densité minimum de 0,1 trace par champ, on aura une précision statistique de 30 pour 100 si l'on explore 100 champs, ce qui prend environ 20 mn.

Dans la pratique, on pose pendant une durée qui est de l'ordre de 20 h, ce qui donne, comme limite de sensibilité, des quantités environ 100 fois plus grandes.

b. Dans le cas des compteurs α (proportionnels ou à scintillation) le taux de comptage moyen minimum est de 0,5 rayon α par minute (le bruit de fond, dû à la pollution du dispositif de comptage, ne dépasse pas cette valeur, en effet, dans une installation soigneusement entretenue). Ceci fixe le minimum d'activité détectable dans l'air par ce moyen à environ 0,8 *rayon α par mètre cube et par minute* dans le cas du compteur *proportionnel* cloche (rendement 10 pour 100) et à environ 0,2 *rayon α par mètre cube et par minute* dans le cas du *compteur à scintillation* (rendement 40 pour 100). Les quantités correspondantes de substances à vie longue sont indiquées dans le tableau III.

La précision de la mesure dépend du nombre d'impulsions comptées : on aura une précision statistique d'environ 30 pour 100 si l'on compte pendant 20 mn.

2. Aérosols porteurs de produits à courte période. — Nous n'envisagerons, comme produits à courte période, que les dérivés du radium, Rn, Ra*A*, Ra*B*, Ra*C*, Ra*C'* et les dérivés du thorium : Tn, Th*A*, Th*B*, Th*C*, Th*C'*.

Nous supposerons que ces dérivés sont en équilibre dans l'atmosphère. Dans chacune des deux familles, le gaz rare ne se fixe pas sur l'aérosol, mais par contre, les corps A, B, et C se fixent par effet électrostatique sur les grains de poussière constituant l'aérosol.

L'allure de l'évolution de l'activité α du filtre après aspiration d'un aérosol ainsi activé dépend de la durée du prélèvement. A titre d'exemple, l'activité d'un filtre ayant filtré pendant 30 mn un aérosol activé par les dérivés du radium varie au cours du temps comme il est indiqué sur la figure 13. A part la descente rapide du début qui dure environ 10 mn, pendant lesquelles le Ra*A* initialement collecté décroît, la forme de la courbe est due à la décroissance du radium *B* (période 27 mn).

Il n'est pas nécessaire de prolonger l'exposition du filtre sur la plaque au delà de 7 fois cette période, soit 3 h environ. De même dans le cas des dérivés à vie courte du thorium, il n'est pas nécessaire de prolonger l'exposition au delà de 7 fois la période du Th*B* (10,6 h) soit 3 jours environ.

D'autre part, lors du filtrage, l'activité du filtre croît, en première approximation, avec une période de 30 mn dans le cas des dérivés du radon et avec une période de 12 h dans le cas des dérivés du thoron. Autrement dit, dans le cas des aérosols portant des dérivés du radium, l'activité du filtre après 30 mn de filtrage sera déjà moitié de l'activité prise à saturation, laquelle sera atteinte après 3 h environ de filtrage; dans le cas du thorium il faudra attendre 12 h pour avoir la moitié de l'activité prise à saturation, laquelle sera atteinte après 3 jours environ de filtrage.

Dans le tableau IV, nous avons indiqué les teneurs minimum d'aérosols porteurs d'éléments à courte période que l'on peut détecter par la méthode des plaques et par la méthode des compteurs.

Dans le calcul de ces teneurs minimum nous prenons les mêmes conditions de prélèvement et d'observation que dans le cas des aérosols porteurs d'éléments à période longue : durée de filtrage 30 mn, volume filtré : 6 m³, durée de pose : 3 h pour les

TABLEAU IV.

Teneur minimum détectable (¹) *d'aérosols porteurs de radioéléments à la vie courte.*

Teneur minimum d'activité détectable :	Cas des dérivés du radium (²).	Cas des dérivés du thorium (³).
a. méthode de l'émulsion	100 (soit 10^{-3} T) (⁴)	1 (soit 10^{-5} T) (⁵)
b. méthode du compteur proportionnel	1 (soit 10^{-5} T)	0,7 (soit 7.10^{-6} T)
c. méthode du compteur à scintillation	0,25 (soit $2,5.10^{-6}$ T)	0,2 (soit 2.10^{-6} T)

(¹) Exprimée en rayons $\alpha.m^{-3}.mn^{-1}$ émis par l'ensemble Rn + Ra*A* + Ra*C'* ou par l'ensemble Tn + Th*A* + Th*C'*.

(²) Si l'on avait filtré pendant 3 h, on aurait détecté une teneur environ 2 fois plus faible.

(³) Si l'on avait filtré pendant 3 jours, on aurait détecté une teneur environ 30 fois plus faible (en supposant que la teneur reste constante pendant 3 jours).

(⁴) T étant la dose de tolérance pour ces corps (*voir* tableau II).

(⁵) En l'absence de chiffres officiels, nous prenons provisoirement la dose de tolérance pour les dérivés du thorium égale à la dose de tolérance pour les dérivés du Ra, soit 100 000 $\alpha.m^{-3}.mn^{-1}$.

dérivés du radium, 60 h pour ceux du thorium, densité de trace dans l'émulsion : 0,1 par champ de $1,7.10^{-4}$ cm², taux de comptage par minute : 0,5 (10 mn après l'arrêt du filtrage).

Manuscrit reçu le 29 janvier 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] CARMICHAEL H. et TUNNICLIFFE P. R. — *J. Indust. Hyg. Toxicol.*, 1948, **30**, 211-227.
[2] WATSON H. H. — The dust free space surrounding hot bodies. *Trans. Faraday Soc.*, 1936, **32**, 1073.
[3] BREDL J. et GRIEVE T. W. — A thermal precipitator for gravimetry estimation of solid particles in flux gases. *J. Sc. Inst.*, 1951, **28**, 21-23.
[4] STOKINGER H. E. et LASKIN S. — Air pollution and the Particle-Size Toxicity Problem (2). *Nucleonics*, 1950, **6**, 15-31.
[5] BOURNE H. G., Jr, FOSDICK LEE B. — Collection of mist and dust for particle size measurement. *Analyt. Chem.*, 1950, **22**, 1563-1565.
[6] The pharmacology and toxicology of uranium compounds (Voegtlin-Hodge). Tome VI-I des *National Nuclear Energy Series* (Mac Graw Hill, Book Co, New-York, 1949).
[7] ELKINS H. B. — The Chemistry of Industrial Toxicology (Wiley and Sons, New-York, 1950).
[8] WILKENING M. H. — Natural radioactivity as a tracer in sorting of aerosols according to mobility. *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 13-17.
[9] PAUTHENIER M. et Mme MOREAU-HANOT. — La charge des particules sphériques. *J. Physique Rad.*, 1932, **3**, 590-613.
[10] WILSON, LASKIN et MEIER. — Design of an oscillatory thermal precipitator, University of Rochester, Atomic Energy Quarterly Report (décembre 1949).
[11] STOKES E. A. — High Efficiency Industrial Fixation. *The Indust. Heating Engin.* (G. B.) (June 1951).
[12] PATTY. — Industrial Hygiene and Toxicology, t. I et II (*Interscience Publ.*, New-York, 1948).
[13] FARAGGI H. — *Thèse*, Paris, 1950. — ROTBLAT J., CATALA J. et GIBSON W. M. — Range Energy relation for protons and α particles in photographic emulsions for Nuclear Research. *Nature*, 1951, **157**, 550-552.
[14] CHAMIÉ C. — Sur les groupements d'atomes radioactifs dans les gaz. *J. Chim. Phys.*, 1931, **28**, 228-232.
[15] LEARY J. A. — Particle size determination in Radioactive Aerosols by Radioautograph. *Analyt. Chem.*, 1951, **23**, 850-853.
[16] JECH C. — Detection of radioactives substances in the air by nuclear emulsion. *Coll. Trav. Chem. Tchecoslov*, 1951, **15**, 719-722.
[17] LABEYRIE J. — Compteur proportionnel α à paroi mince (en cours de publication).
[18] LABEYRIE J. et PELLÉ M. — Enregistreur automatique de la radioactivité atmosphérique α, β ou γ due aux poussières de l'air (en cours de publication).
[19] GRÉGOIRE R. — Constantes sélectionnées de Physique nucléaire (Hermann, Paris, 1948).
[20] MC CABE L. C. — Air Pollution, dans *Proceedings of the United States Conference on Air Pollution* (Mc. Graw Hill, New-York, 1952).
[21] SINCLAIR D. — Handbook on Aerosols, p. 64-114 A. E. C., 1950, U. S. Gov. Print. Off. Washington.
[22] HATCH Th. et HEMEON W. C. L. — Influence of Particle Size in Dust Exposure. *J. Indust. Hyg. Toxicol.*, 1948, **30**, 172.
[23] AVY et RAILLÈRE. — Sur un dispositif original de prélèvement des particules au moyen d'un filtre soluble et volatil. *Memorial des Services Chimiques de l'État*, 1944, **31**, 74-82.
[24] RODEBUSH W. H. — Handbook on Aerosols, p. 117-122 (A. E. C., U. S., Gov. print. off. Washington, 1950).
[25] GIMENEZ C. et LABEYRIE J. — Contrôle des doses en neutrons lents par les plaques nucléaires au lithium (en cours de publication).

EXPOSÉS ET MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

LES VARYTRONS ET LES NOUVELLES MESURES DE MASSE

Par M. Jean DAUDIN,
Observatoire du Pic du Midi.

Sommaire. — Compte rendu de la discussion ouverte dans le *Journal de Physique expérimentale et théorique de l'U. R. S. S.*, fasc. 9, 1951, à propos des travaux d'Alichanov et Alichanian sur les « varytrons », particules de masses intermédiaires entre les mésons et les protons, suivi d'un examen de travaux plus récents des physiciens soviétiques sur le même sujet. Alors que l'existence de particules de masses voisines de 950 m_e est confirmée par ces mesures faites au moyen de compteurs, celle de particules de masse 600 m_e ne semble pas suffisamment établie.

Nous avons exposé et discuté voici deux ans les travaux d'Alichanov, Alichanian et leurs collaborateurs sur les particules de masse intermédiaire entre celle du méson et celle du proton, qu'ils appelaient varytrons. Nous nous proposons ici de faire le point actuel à la suite de la discussion ouverte dans le *Journal de Physique expérimentale et théorique de l'U. R. S. S.* (fasc. 9, 1951). Ensuite nous examinerons quelques résultats obtenus par les physiciens soviétiques ces deux dernières années dans de meilleures conditions.

A. Les varytrons. — 1. *La critique de Vernov, Dobrotin et Zatzepin.* — Dans le *Journal de Physique expérimentale et théorique de l'U. R. S. S.*, ces physiciens qui appartiennent, semble-t-il, à l'Institut Lebedev de l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S., se livrent à une critique fondamentale des anciens travaux d'Alichanov et Alichanian. Ils concluent qu'« on n'a pas le droit de parler de la découverte de nouvelles particules de masse variée » à propos des « varytrons ».

Résumons ici leurs conclusions :

1° Après avoir amélioré leurs expériences Alichanian et Alichanov ont observé des corpuscules de masse intermédiaire entre celle du π et du proton en nombre au moins 5,5 fois inférieur à celui des expériences de 1946 à 1948. Au lieu d'un système complet de masses entre 100 et 20 000 m_e, Alichanian et Alichanov insistent maintenant sur l'existence de deux composantes d'intensité négligeable ($\sim$ 600 et 950 m_e). Ainsi les résultats de 1950 détruisent complètement les travaux précédents.

2° Les expériences faites au Laboratoire de l'Académie des Sciences démontrent que la majorité écrasante des « trajectoires » considérées comme varytrons étaient dues à des effets parasites que Vernov, Dobrotin et Zatzepin énumèrent ainsi : électrons arrêtés par freinage dans les écrans et simulant des trajectoires de grande impulsion arrêtées par ionisation, gerbes conduisant à des fausses trajectoires, dispersion des particules dans les masses polaires de l'aimant et les compteurs. Pour prouver que leurs observations restent plus ou moins constantes, Alichanian et Alichanov soustraient de leurs anciens résultats, quatre ans après, le fond parasite qu'ils affirmaient sans importance (soit 20 pour 100 d'électrons, 20 pour 100 de trajectoires fausses, 20 pour 100 de particules dispersées par les pôles). Ainsi leur nombre de varytrons baisse 2,5 fois, devient égal à 15 pour 100 du nombre des protons de même parcours au lieu de 85 pour 100. La preuve est ainsi faite que jusqu'en 1949 le fond parasite « a joué un rôle écrasant ».

3° l'étude statistique des données sur lesquelles étaient construits les spectres d'impulsion de Alichanian et Alichanov démontre que « les maxima étaient fictifs et résultaient d'une négligence inadmissible dans l'étude des résultats expérimentaux ».

4° Les expériences faites au Laboratoire de l'Académie des Sciences sur l'ionisation montrent l'erreur dans le travail de Nikitine et dans le travail sur les émulsions qui appuyaient l'existence des varytrons.

5° Même en 1950, Alichanian et Alichanov pas plus qu'avant n'ont analysé les effets parasites déjà connus, ne les ont évalués et n'en ont fait la somme.

2. *La défense d'Alichanian et d'Alichanov.* — Dans la même revue Alichanian et Alichanov défendent leurs anciens travaux en particulier contre les critiques publiées ici-même, et cela avec une courtoisie dont il faut les remercier.

1° Ils jugent que notre critique avait surestimé le nombre des mésons μ lents observés par eux. Mais ils retirent cette fois-ci 15 pour 100 d'électrons dans ce domaine et ils rétrécissent l'intervalle de déviation correspondant aux mésons μ (sans y englober les marges d'erreur sur les déviations comme j'avais cru devoir le faire, puisque les mésons μ devaient être largement prédominants). En outre

ils prennent pour l'ouverture de leur système une valeur plus correcte que la mienne et inférieure de 20 pour 100. Mais même ainsi, ils arrivent à rejoindre les évaluations théoriques de Rossi mais non les évaluations expérimentales deux fois inférieures de Wilson, Sands et Konig.

2° Au sujet des électrons, ils reconnaissent que leur évaluation par voie théorique était impossible. Ils ont fait une étude plus détaillée des multiplications observées dans les écrans de plomb et notamment au niveau de la mer où « les varytrons » de toute façon sont presque inexistants. Ils arrivent à établir que leur dispositif éliminait 85 à 90 pour 100 des électrons situés dans la bande d'impulsion qui nous intéresse et qui représentent 7 à 8 pour 100 de la composante dure à 3 300 m.

Mais ceci laisse pourtant 1 à 1,5 pour 100 d'électrons (faux varytrons) par rapport à la composante dure. Il est clair, ainsi qu'ils l'admettent eux-même, que le fond dû aux électrons est supérieur à leurs anciennes évaluations et plus proche de la nôtre (1,5 pour 100).

3° Ils ne répondent pas à l'évaluation que nous avions faite de l'ensemble des divers effets parasites (4 pour 100 de la compose dure : 1,5 pour 100 d'électrons, 1,5 pour 100 de fausses trajectoires (gerbes) et 1 pour 100 de perte de l'anticoïncidence); mais sans tenir compte de ce dernier facteur devenu plus tard négligeable, ils constatent que 25 pour 100 des trajectoires « justes » étaient dispersées par les pôles de l'aimant. Ainsi le fond était encore plus important que nous ne l'avions évalué. C'est ainsi qu'Alichanian et Alichanov arrivent à diminuer le flux de leurs « varytrons » de 2,5 comme vu plus haut.

4° Ils déclarent que « les travaux de 1948, 1949 et 1950 ont montré que les traces de particules négatives de masse supérieure ou égale à celle du proton étaient souvent dues à des fausses trajectoires, et ne sont plus observées que très rarement dans des conditions expérimentales sévères ».

5° Ils reconnaissent que « les déterminations de masse séparées étaient souvent en dehors du pouvoir de discrimination de l'appareil et qu'il ne faut pas prendre ces masses en considération. En particulier le spectre de 1947 est insuffisamment résolu pour que l'on sache ou se termine le domaine de déviation des particules de masse $\sim$ 300 ».

3. *Observations et conclusions.* — En commentant la critique de Vernov, Dobrotin et Zatzepin et les rectifications d'Alichanian et Alichanov on se bornera à remarquer :

1° La suppression des varytrons de masse égale ou supérieure à celle du proton ébranle à elle seule toute la défense d'Alichanian et Alichanov. En effet ces traces ne pouvaient être que parasites. Or elles étaient aussi nombreuses que celles des varytrons intermédiaires entre π et P. Les mêmes effets parasites qui donnaient des petites déviations devaient en donner de grandes simulant des masses plus faibles. Donc les « varytrons » intermédiaires étaient aussi parasites que les « varytrons » lourds.

2° Si le travail d'Alichanian, Alichanov et Weissenberg n'était pas concluant, le travail suivant (Alichanian, Alichanov, Morozov, Muskelishvili, Krimian) accumulait les imprudences :

Écran placé dans le champ magnétique; pas d'indication sur l'ordre de grandeur du flux des varytrons, ni sur les fonds parasites; pas d'élimination des fausses trajectoires reconnues comme telles; pas d'élimination des trajectoires électroniques multipliées puisque les nombreux cas (25 pour 100) où deux compteurs avaient été touchés sont invoqués comme preuves de la désintégration des « varytrons »; disparition dans ce fond parasite de la prédominance obligatoire des masses μ et π (200 et 300 m_e); détermination de masses par des maxima purement statistiques dans le spectre; attribution des maxima, non à l'absorption des particules dans le plomb mais à la désintégration des varytrons de l'air (ainsi selon Vernov, Dobrotin et Zatzepin, Alichanian et Alichanov « scient sous leurs propres pieds leur méthode de détermination des masses »); enfin détermination de « masses » pour les particules dures de parcours inconnu, grâce à « l'hypothèse artificielle que dans l'air se trouvent des particules d'impulsion bien déterminée ».

Il est regrettable que le crédit excessif obtenu par Alichanian et Alichanov les ait encouragés à abandonner toute prudence scientifique dans cette publication [1].

En conclusion nous nous rallions entièrement à l'opinion de Vernov, Dobrotin et Zatzepin : Alichanov et Alichanian n'ont pas découvert de particules de masse intermédiaire. De telles particules existent; ils les ont prévues comme Democrite avait prévu les atomes; mais ils n'en avaient pas établi l'existence. Et il faut regretter que la loyauté de certaines rectifications essentielles soit ternie par l'humour avec lequel ils déclarent en conclusion que « le phénomène reste constant » et que « le problème difficile avait été résolu d'une façon entièrement satisfaisante ».

Il aurait été inutile de parler si longuement de ce travail s'il ne faisait autorité dans de nombreux pays. Mais cette autorité gênait pour aborder les problèmes véritables. Il était impossible et inutile d'étudier les mésons τ, $\varkappa$ ou V si Alichanov et Alichanian avaient raison. Cette affaire est réglée par la critique de Vernov, Dobrotine et Zatzepin, qui témoigne de la santé de la science soviétique; passons à l'avenir.

B. Nouvelles expériences de mesures de masses. — *a. Améliorations techniques.* — Devant les critiques de plus en plus vives dirigées contre leur travail, Alichanian, Alichanov et leurs collaborateurs, ont mis au point une série de perfectionnements techniques considérables. Prenons par exemple les données d'Alichanian, Dadaian et Chostakovitch dont nous reproduisons la figure 1.

Le nombre des compteurs a été augmenté et leur paroi très réduite (1/10e de millimètre Al ou Cu). Des bancs ont été disposés de façon à définir les coordonnées des points d'impact non plus seulement

[1] De ce crédit témoigne le fait qu'aucune critique publique de leur *travail* ne semble avoir paru en U. R. S. S. entre 1946 et 1951, sauf peut-être une thèse.

perpendiculairement au champ mais aussi parallèlement au champ dans une direction où la déviation magnétique est nulle. Dans le plan vertical contenant le champ, la projection des traces est une droite et ce contrôle permet d'éliminer les fausses trajectoires. Il y a ainsi dix bancs de compteurs destinés à fixer les coordonnées de cinq points de la trajectoire, et cinq bancs de compteurs destinés à définir les parcours, en outre des bancs d'anticoïncidence destinés à éliminer les trajectoires s'échappant latéralement. Chaque compteur actionnant une lampe à néon, l'hodoscope comprend environ 200 compteurs. Le pouvoir séparateur a été porté à 10^{-6} s et il a été possible de repérer des coïncidences retardées dues à des électrons de désintégration.

L'aimant permanent a été remplacé à 3 000 m par un électroaimant de 76 t (entrefer, 1 m de long) permettant d'atteindre 19 000 gauss, quoique les expériences aient été faites entre 6 400 et 10 500 gauss. Ceci a permis de faire des contrôles en supprimant le champ et de mesurer expérimentalement la fausse courbure introduite par la dispersion dans les parois

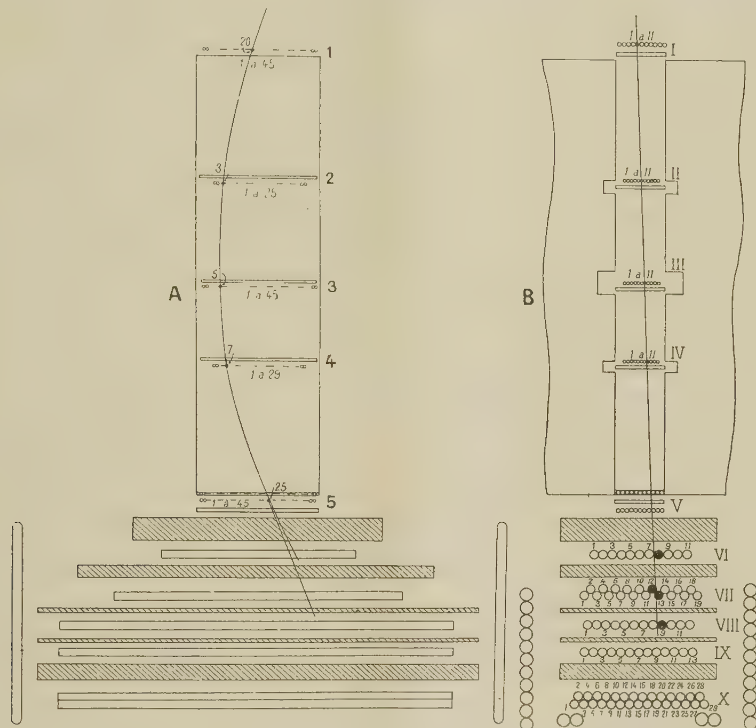


Fig. 1. — Plan de l'électroaimant et des bancs de compteurs d'analyse.

des compteurs. Dans un cas sur 100 une fausse courbure de 10 m a été observée. La dimension finie des compteurs et le scattering introduisent une erreur totale de courbure de l'ordre de 6 à 7 pour 100.

Ensuite les expériences ont été poursuivies sous un écran de plomb de 10 cm en moyenne, ce qui élimine la composante électronique, si dangereuse dans les premières expériences. Les filtres sont en carbone au lieu du plomb, ce qui diminue beaucoup le scattering et la probabilité de fausses absorptions.

Enfin dans certaines expériences ont été intercalés des bancs de compteurs proportionnels ou à faible rendement permettant une évaluation du pouvoir ionisant.

L'erreur totale sur la détermination de masse en combinant les erreurs sur les moments et les parcours est évaluée à 10 pour 100 et un essai sur les protons montre que l'erreur réelle est bien de cet ordre.

L'importance des moyens ainsi mis en œuvre est assez impressionnante. Elle a permis de tirer certaines conclusions que les travaux antérieurs ne permettaient pas [2].

b. Résultats au niveau de la mer. — Dans l'article de Alichanov et Elyseev sont discutées des expériences faites au niveau de la mer avec un aimant permanent fournissant un champ de 5 000 gauss.

Nous ne reviendrons pas sur les fausses absorptions électroniques étudiées dans ce travail. Leur contri-

[2] A en juger par cet exemple, la Physique soviétique serait dans une situation un peu analogue à la science américaine avant son essor actuel : la base matérielle et technique est en place. Celui qui en 1920 aurait proclamé éternelle la suprématie allemande en Physique, paraîtrait aujourd'hui ridicule, comme celui qui aurait déclaré la science américaine éternellement incapable de dépasser une technicité étroite. Dans peu de temps, peut-être, il sera également ridicule de juger la science soviétique incapable de surmonter certaines difficultés et de croire éternelle la distribution actuelle des rôles entre les nations en matière de Physique.

bution devient négligeable sous un écran de 10 cm de plomb.

Par exemple dans une expérience avec 10 cm de plomb et des écrans de graphite ont été observées 450 particules de masse $< 400\, m_e$, 15 particules de 400 à 1200 et 283 protons. On remarque le très faible

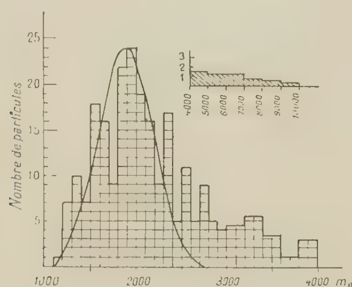


Fig. 2. — Spectre de masse des protons.

nombre de masses intermédiaires. Lorsqu'on élimine toutes les fausses absorptions par dispersion dans les pôles ou scattering, les masses supérieures à 400 ne représentent plus que 3,4 pour 100 de celles des μ et des π.

Vernov, Dobrotin et Zatzepin ont signalé dans leur critique l'importance des erreurs sur la masse, introduites par les arrêts nucléaires des mésons π et des protons. Un proton ou un π absorbés par un noyau avant l'arrêt simule une particule de masse supérieure arrêtée par l'ionisation seule. Ceci se constate dans les observations de Alichanov et Elyseev :

a. par le caractère très dissymétrique du spectre de masse des protons (*fig.* 2).

b. par la présence de quelques particules négatives de grande masse apparente et de faible ionisation

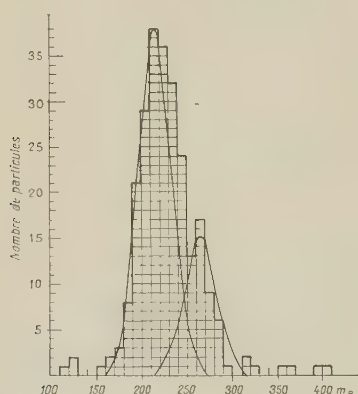


Fig. 3. — Spectre de masse des mésons.

qui ne peuvent être que des π arrêtés dans les noyaux. En nombre, ces particules négatives représentent le 1/4 ou le 1/3 des particules intermédiaires entre 400 et $1400\, m_e$. Ainsi parmi ces « particules » intermédiaires se trouvent sûrement une grande proportion de mésons π bloqués dans des noyaux.

Cependant l'étude détaillée des mésons de masse inférieure à 400 prouve que la dissymétrie de leur spectre de masse (*fig.* 3) n'est pas due à la même cause. D'abord les mésons μ ont une interaction nucléaire insignifiante. Ensuite l'examen des 74 particules donnant lieu à coïncidences retardées (*fig.* 4) ne montre que deux particules négatives sur 15 au-dessus de $250\, m_e$, alors qu'au-dessous de $250\, m_e$, il y a 23 négatives pour 34 positives. L'absence de particules négatives de masse $\sim 280\, m_e$ s'interprète bien par l'absorption nucléaire des mésons π négatifs alors que les π^+ se désintègrent en μ^+ qui eux même donnent lieu en se désintégrant à une coïncidence retardée. La dissymétrie du spectre de masse des particules de masse $200\text{-}400\, m_e$ disparaît lorsque au lieu de 10 cm on place 50 cm de plomb au-dessus de l'installation et la masse moyenne des mésons devient $218 \pm 2\, m_e$. Dans ce cas la composante nucléaire au niveau de la mer est totalement absorbée. Il n'y a plus de π, ce qui est parfaitement raisonnable. En conclusion on peut considérer comme établi que sous 10 cm de plomb au niveau de la mer parmi les mésons arrêtés par ionisation il y a environ 1/4 de mésons π dont l'existence n'avait pu être établie

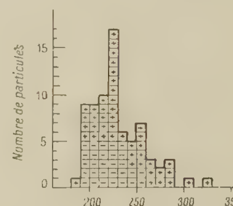


Fig. 4. — Spectre des particules ayant donné lieu à coïncidences retardées.

jusqu'ici de façon certaine par Fretter ou les collaborateurs de M. Leprince-Ringuet.

En ce qui concerne les mésons de masse supérieure à 400, dans l'expérience principale il en reste 15, de masse -407, -415, -455, $+475$, $+500$, $+500$, -500, $+620$, -735, $+950$, -1000, $+1000$, $+1100$, -1175, -1400. Les π négatifs de grand moment simulant des protons négatifs sont de l'ordre du 1/3 de ce nombre. Or, les arrêts nucléaires doivent jouer un rôle croissant vers les faibles impulsions. En effet, plus l'impulsion est faible, moins les secondaires ont de chance de parvenir aux compteurs situés sous l'écran, et la particule simule mieux encore un arrêt par ionisation. Les neuf premières masses sont réparties d'une façon qui suggère qu'il s'agit bien d'une queue de mésons π de faible moment arrêtés dans les noyaux. En revanche les six dernières masses sont mieux groupées autour de $1000\, m_e$. La masse $+1100$ a donné lieu à une coïncidence retardée de 2 à $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ s et n'est donc pas une apparence due à un arrêt nucléaire. Ces six masses peuvent être en majorité des masses réelles de particules intermédiaires soit des mésons τ soit des $\varkappa$ ou des χ.

Ainsi les expériences d'Alichanov et Elyseev au niveau de la mer indiquent la présence d'un nombre notable de mésons π sous un faible écran de plomb et permettent de retrouver un nombre très petit de mésons lourds appartenant probablement aux types décelés dans les émulsions.

c. Résultats obtenus en altitude. — Le travail publié en 1951 montre une séparation plus nette qu'au niveau de la mer entre les μ et les π (*fig.* 5). La dissymétrie qui prolonge leur spectre de masse vers les grandes masses n'est guère sensible que pour les particules arrêtées dans le dernier filtre qui sont évidemment les moins bien contrôlées (par un seul banc de compteurs au-dessous).

Les travaux publiés en 1952 retiendront davantage l'attention, notamment les articles de Alichanian, Dadaian et Chostakovitch et de Karithonov, Marikian et Alichanian. Le premier de ces articles fait état de 116 particules de masse intermédiaire (sans donner leur proportion dans le rayonnement total) dont 76 seulement sont significatives, les 40 autres ayant donné des gerbes ou subi un scattering notable. Il signale une cause d'erreur qui tend à donner des masses trop faibles : l'arrêt d'une particule prolongée par un secondaire qui traverse une épaisseur supplémentaire d'écran. Les masses tant négatives que positives sont groupées autour des valeurs 600 et 950 m_e. Néanmoins ces seules observations ne sauraient emporter la conviction. Heureusement dans le second travail, on a ajouté une évaluation de l'ionisation au moyen d'un compteur proportionnel. Ce compteur proportionnel a donné des indications sur les fluctuations d'ionisation des mésons et des protons. Les ionisations trouvées paraissent un peu trop fortes par rapport aux ionisations connues théoriquement. Néanmoins les particules de masse intermédiaire ont un pourvoir ionisant nettement supérieur à celui des mésons π de même parcours.

Les auteurs utilisent les trois données : moment, ionisation, parcours, pour en déduire en les combinant deux à deux, les valeurs des masses moyennes. Néanmoins il est plus sage d'examiner les données individuelles de chaque particule, compte tenu de la fluctuation d'ionisation qui atteint en tout un facteur 2. Ainsi sur 37 particules intermédiaires, 7 peuvent être légitimement écartées comme donnant des ionisations ou beaucoup trop fortes ou beaucoup trop faibles. 13 particules ont des masses apparentes voisines de 950 m_e. Le pouvoir ionisant décroît raisonnablement quand le moment croît et il est de l'ordre de deux fois le minimum nettement supérieur à celui des π. Les masses ont les valeurs — 940, + 900, + 880, — 900, — 920, 1090, 930, 930, 850, — 900 et — 900 et sont convenablement dispersées dans le domaine d'erreur prévu. Les ionisations sont dispersées raisonnablement comme pour les protons. Deux particules négative et positive de masse 1100 sont très ionisantes et pourraient avoir en réalité des masses de l'ordre de 1200 à 1300. Il s'agit ici sans doute de mésons $\tau (m = 977 \pm 5)$, $\varkappa (m = 940 \pm 40)$ *et* $\chi (m = 1500)$ dont la durée de vie voisine de 10^{-9} s est assez longue pour qu'ils puissent être arrêtés avant désintégration ([3]). On peut concevoir également qu'il s'y mêle quelques V chargés.

En ce qui concerne le lot de 17 masses voisines de 600, il me semble que l'incertitude subsiste :

a. les valeurs de masses sont très dispersées entre 500 et 800 et couvrent un domaine deux fois plus grand que les erreurs;

b. les ionisations décroissent bien lorsque le moment croît, mais elles sont également plus dispersées que prévu;

c. le méson ζ de Bristol a une durée de vie trop faible pour être responsable de ces masses;

d. les arrêts nucléaires de mésons π sont beaucoup plus dangereux dans ce domaine des faibles moments.

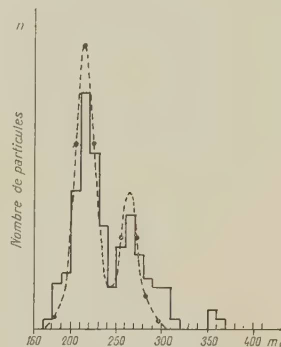


Fig. 5. — Spectre de masse des mésons à 3 200 m.

En conclusion à 3 200 m l'école d'Alichanian a pu séparer statistiquement un grand nombre de mésons π des mésons μ et mettre en évidence un très petit nombre (environ 10) de mésons de masse ~ 950, parfaitement compatibles avec les résultats obtenus dans les émulsions. En ce qui concerne l'autre lot de masses intermédiaires voisines de 600, la preuve semble n'être pas suffisante.

Dans un prochain examen bibliographique nous espérons communiquer aux lecteurs du *Journal de Physique* quelques résultats obtenus par les physiciens de l'Institut Lebedev de l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S.

Manuscrit reçu le 7 janvier 1953.

([3]) *Note sur épreuves.* — Entre temps, Crussard, Leprince-Ringuet, Morellet, Lecourtois et Trembley ont pu mesurer la masse de trois mésons x avec une précision très supérieure (*Comptes rendus*, 236, 1953, p. 872). Il est remarquable qu'ils arrivent à une évaluation de masse : 940 ± 40 différente des évaluations antérieures (1080 m_e) et bien plus voisine de celle de l'école d'Alichanian : 920 ± 50 m_e).

BIBLIOGRAPHIE.

Alichanian et Alichanov. — *J. Phys. Ex. Theor. S. S. S. R.*, 1951, **9**, 1023.

Vernov, Dobrotin et Zatzepin. — *J. Phys. Ex. Theor. S. S. S. R.*, 1951, **9**, 1045.

Alichanov et Élyseev. — *J. Phys. Ex. Theor. S. S. S. R.*, 1951, **9**, 1009.

Alichanian, Dadaian, Chostakovitch, Akopian et Dayon. — *D. A. N. S. S. S. R.*, 1951, **80**, 1.

Alichanian, Dadaian et Chostakovitch. — *D. A. N. S. S. S. R.*, 1952, **82**, 693.

Karithonov, Marikian et Alichanian. — *D. A. N. S. S. S. R.* 1951, **80**, 2.

Daudin. — *J. Physique Rad.*, 1950. **11**. 25.

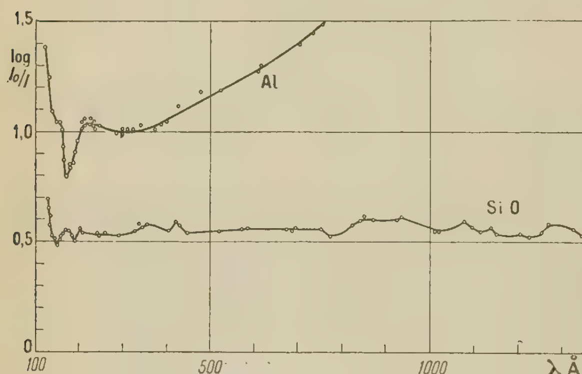
LETTRES A LA RÉDACTION

COUCHES MINCES TRANSPARENTES DANS L'ULTRAVIOLET LOINTAIN

Par M[lle] N. Astoin et M. B. Vodar,
Laboratoire de Physique-Enseignement (Sorbonne).

La recherche de matériaux transparents susceptibles de servir de supports ou même de fenêtres, est un problème important pour la spectrographie au-dessous de 1200 Å. On a bien utilisé, dans quelques rares travaux des supports en plastiques (collodion, zapon, parlodion) en couches très minces, mais ces couches sont fragiles mécaniquement et thermiquement.

Devant une source à décharge où règne une faible



pression ou une étincelle qui dégaze, une fenêtre capable de résister au bombardement ionique permettrait de maintenir un meilleur vide dans le spectrographe; devant un récepteur photoélectrique, une fenêtre pouvant être chauffée pour dégazage permettrait de maintenir les couches photosensibles dans les conditions de propreté indispensables.

Nous avons pensé qu'il serait intéressant d'avoir quelques données sur la transparence des éléments légers tels que Be, Al. En outre, comme la solidité et l'étanchéité des couches de monoxide de silicium est bien connue en Optique et en Microscopie électronique, nous avons étudié ces couches qui ont été évaporées à partir d'un mélange en poudre fine dans les proportions moléculaires de Si et SiO_2. D'après Hass et Scott [1], [2], les films de SiO de 1500 Å environ sont très résistants; récemment G. A. Sawyer [3] a préparé des films de 8 μg/cm² qui constituent des fenêtres étanches aux gaz et ne présentant qu'une faible absorption aux deutons. Les mesures ont été effectuées entre 150 et 1300 Å à l'aide du spectrographe et d'une source précédemment décrits [4], [5]. La méthode de photométrie photographique employée sera précisée dans une prochaine publication. Nous avons préparé les couches de SiO selon deux procédés :

1° On évapore d'abord sur une plaque de verre enduite de collodion; on décolle ensuite l'ensemble collodion-couche de SiO par immersion dans l'eau; on recueille sur une grille fine et l'on dissout le collodion dans l'acétate d'amyle;

2° On dépose sur les mêmes grilles une couche très mince de collodion obtenue par étalement d'une goutte sur de l'eau, et l'on fait l'évaporation sur le grille ainsi préparée, ce qui évite les manipulations ultérieures, sauf la dissolution du collodion dans l'acétate. Nous n'avons pas mesuré l'épaisseur des couches de SiO, mais elle est certainement inférieure à 10 μg/cm². L'une des courbes ci-contre donne le coefficient d'extinction $\left(\log_{10}\frac{I_0}{I}\right)$ pour une grille recouverte d'une de ces couches. Le coefficient d'extinction de la grille seule est de 0,35, celui de la couche qui est sensiblement constant est donc voisin de 0,20 entre 200 et 1200 Å.

Il serait particulièrement intéressant de réaliser des couches transparentes et étanches résistant à de faible différences de pression. Pour les couches de SiO, nous espérons améliorer la technique d'évaporation et obtenir un résultat favorable dans ce sens, mais dès maintenant nous avons fait des essais avec les couches d'aluminium, préparées elles aussi par évaporation sous vide sur une grille déjà recouverte d'une pellicule extrêmement mince de collodion. Ici, afin d'éviter toute détérioration, nous n'avons pas dissous ensuite le *plastique*; cette pellicule est, du reste, très peu absorbante en raison de sa faible épaisseur, qui est de l'ordre de 60 à 80 Å. Nous donnons ci-contre la courbe d'absorption pour un tel ensemble où la grille intervient pour une densité de 0,35. Par ailleurs, cette couche a été soumise sans dommage à une différence de pression de plusieurs millimètres de Hg. Sous une différence de pression de 1 mm de Hg, le débit de fuite pour l'air était 2.10^{-6} g/s, ce qui correspond à un orifice de 10^{-5} cm², pour une surface totale de 0,2 cm², soit un rapport de surface de fuite apparente à la surface totale de 5.10^{-5} environ; malheureusement, l'absorption de l'aluminium croît très vite au-dessus de 400 Å, ce qui limiterait l'emploi de telles couches à la région 150-400 Å. Un essai rapide sur des films analogues en beryllium a donné des résultats du même ordre.

Les minima vers 140 Å pour SiO et 170 Å pour Al correspondent aux discontinuités K de Si et L de Al; la réalité des autres irrégularités de la courbe de SiO n'est pas certaine, car par rapport à une courbe continue les écarts ne dépassent pas ± 0,04 en densité, ce qui est de l'ordre de grandeur des erreurs probables. Enfin, notons que la résolution du spectre est bien

meilleure que celle visible sur la figure, surtout aux fortes fréquences; le spectre de référence étant un spectre de raies, les structures ne peuvent être déterminées convenablement que par un grand nombre de pointés qui ne sont pas tous reproduits sur la figure.

Manuscrit reçu le 7 avril 1953.

[1] Hass G. et Scott N. W. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, **39**, 179-184.
[2] Hass G. — *J. Amer. Ceram. Soc.*, 1950, **33**, 353.
[3] Sawyer G. A. — *Rev. Sc. Inst.* 1952, **23**, 604-606.
[4] Astoin N. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 695-696.
[5] Astoin N. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 2050-2052.

REMARQUE SUR LES RELATIONS ENTRE TRANSITIONS DE PHASE, DÉFAUTS DE RÉSEAU ET PHÉNOMÈNES DEBYE DANS LES SOLIDES

Par M. Jean Meinnel,
Faculté des Sciences de Rennes.

Nous voulons souligner ici que tout solide comporte au voisinage d'une transition de phase quelconque, *de nombreux « défauts » qui résultent du changement de phase* (*ou le préparent*) [1], [2].

A ces deux phénomènes distincts, « défauts de réseau » et « changements de phase » correspondent deux phénomènes diélectriques distincts : Aux défauts de réseau sont liés, dans de nombreux cas [2], [3], [4] des phénomènes de relaxation diélectrique de Debye; aux changements de phase sont liées des anomalies des courbes $\varepsilon'(T)$ et $\varepsilon''(T)$.

Nous donnerons à ce sujet les exemples suivants :

1. Après une *transition de phase liquide-solide*, la trempe permet de « figer » de nombreux défauts [1]. Ce serait le cas de NaCl, TlCl [2],[3]; de l'eau [5],[6],[7]; de la *di*-isopropylcétone [8], [9]; de certains dérivés hexasubstitués du benzène [10]; de verres (¹) comme i—$C_5H_{11}Br$ [11] ou la glycérine [12].

Le fait qu'un « recuit » puisse influer sur l'intensité de l'absorption Debye de NaCl [3], que l'absorption diélectrique de i—$C_5H_{11}Br$ partiellement recristallisé est en gros porportionnelle à la quantité de verre restant, semble bien une preuve de ce que les défauts — et l'absorption Debye correspondante — sont liés à la possibilité d'un changement de phase.

2. L'apparition d'*une transition de phase solide-solide* (en particulier de certaines transitions dites de rotation) expliquerait l'absorption Debye du camphre et de certains de ses dérivés [13], [14], [15]; du cyclopentanol [15], etc.

3. Dans le cas de *plusieurs transitions de phase successives, on pourrait trouver autant de bandes d'absorption Debye que de températures de transition* (en comptant la fusion parmi les transitions). Ceci permettrait de généraliser une remarque de Bauer sur les hydracides [16]: HCl et DCl présentent deux transitions et deux bandes d'absorption [17]; DI, trois transitions et trois bandes d'absorption [18].

4. Le cas des semi-conducteurs ZnO, UO_2, ... [4]Cu_2O CuO [19] reste à préciser.

Il reste également à déterminer pour chaque cas le type de défaut mis en jeu, mais cette hypothèse a l'avantage d'attribuer l'absorption Debye des solides *à un même processus très général : Défauts liés à une transition de phase.*

(¹) Un verre peut être considéré comme comportant le maximum de défauts dans son édifice par rapport au cristal de même composition existant à la même température.

Manuscrit reçu le 22 avril 1953.

[1] Mott et Gurney. — Electronic processes in ionic crystals. Oxford, Clarendon Press, p. 36.
[2] Breckenridge. — *J. Chem. Phys.*, 1948, **16**, 959 et 1950, **18**, 913; Imperfections in nearly perfect crystals. Wiley and sons, p. 219.
[3] Kondo S. et Suita T. — *J. Phys. Soc. Japan*, 1950, **5**, 375.
[4] Freymann Mme M. et Freymann R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1125 et 1953, **236**, 1256; *J. Chem. Phys.*, 1952, **20**, 1970; *J. Phys.*, 1952, **13**, 589 et 1953, **14**, 203.
[5] Smyth C. P. et Hitchcock C. S. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 1953, **55**, 1830.
[6] Powles J. G. — *J. Chem. Phys.*, 1952, **20**, 1300.
[7] Auty R. P. et Cole R. H. — *J. Chem. Phys.*, 1952, **20**, 1310.
[8] Frölich. — Theory of dielectrics. Oxford, Clarendon Press, p. 134.
[9] Schallamach A. — *Nature*, 1946, **158**, 619.
[10] White A. H., Biggs B. S. et Morgan S. O. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 1940, **62**, 16.
[11] Baker W. O. et Smyth C. P. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 1939, **61**, 2063.
[12] Davidson D. W. et Cole R. H. — *J. Chem. Phys.*, 1951, **19**, 1484.
[13] Yager W. A. et Morgan S. O. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 1935, **57**, 2076.
[14] Powles J. G. — *J. Chem. Phys.*, 1952, **20**, 1648.
[15] White A. H. et Bishop W. S. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 1940, **62**, 8.
[16] Bauer E. — Changements de phase. Colloque, juin 1952.
[17] Powles J. G. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 121; *Thèse*, Paris, 1951.
[18] Philipps. — *J. Physique Rad.*, 1952, **32**, 216.
[19] Daniel E. et Meinnel J. — Mesures inédites.

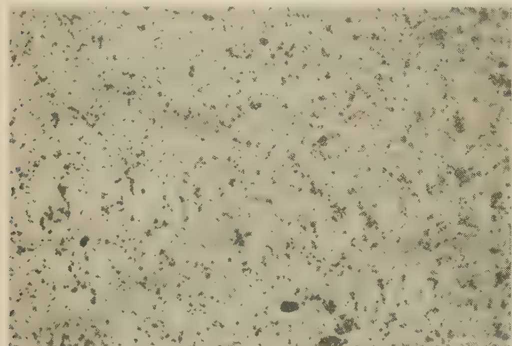
MÉTHODE DE PRÉLÈVEMENT ET D'OBSERVATION DE POUSSIÈRES ATMOSPHÉRIQUES SANS MODIFICATION DE LEUR ÉTAT D'AGGLOMÉRATION

Par L. Le Bouffant.

Les suspensions de poussières fines dans l'air sont constituées par des particules isolées et par de nombreux agrégats. Dans le cas d'analyses numériques et granulométriques de poussières nocives, l'état d'agglomération ne peut être négligé, car il conditionne les niveaux de fixation et les taux de rétention dans les voies respiratoires.

Les méthodes habituelles de prélèvement ne respectent pas les agrégats. Si la poussière est séparée de l'air par filtration sur un feutrage soluble, le

traitement ultérieur destiné à éliminer le filtre et à remettre les poussières en suspension détruit les agrégats. De même, si la filtration est réalisée par barbotage dans un liquide, les grains sont partiellement désagrégés au cours du prélèvement. Quant à la séparation dans un champ électrique, elle modifie également en partie l'état d'agglomération des particules.



La méthode que nous décrivons ci-après permet d'observer les poussières de l'air sans modifier les agrégats. Le prélèvement est fait en filtrant l'aérosol à travers une membrane cellulosique à pores microscopiques. Ceux-ci doivent avoir un diamètre inférieur à 0,2 μ, de manière à retenir toutes les particules visibles au microscope optique. La vitesse de l'air à travers la membrane est de l'ordre de 5 cm/s.

La densité du dépôt doit être assez réduite pour ne créer qu'une faible proportion de faux agrégats formés par la superposition de plusieurs particules initialement isolées. La probabilité que deux particules se superposent de manière que leurs cercles équivalents soient orthogonaux est, en première approximation :

$$\frac{\frac{\pi}{4}(d_1^2+d_2^2)}{S}$$

d_1, d_2, diamètres des particules;
S, surface de la membrane.

En d'autres termes, dans une numération, la proportion de particules comptées en moins par le fait des faux agrégats est égale à la fraction de surface de membrane couverte par les poussières. Ainsi, pour un dépôt couvrant le dixième de la surface du support, le nombre de grains comptés est trop faible d'environ 10 pour 100. La probabilité de former de faux agrégats de trois particules, ou plus, est négligeable.

Le dépôt est analysé au microscope, par transparence. Pour cela, la membrane, opaque à l'origine, est rendue transparente par imprégnation au moyen d'un solvant organique, en l'occurence un mélange d'acétate d'amyle et d'huile de cèdre. Cette opération fait également disparaître les pores, qui constitueraient un fond gênant pour l'observation. La forte viscosité du milieu, en supprimant le mouvement brownien, facilite la numération des poussières les plus fines. La photographie ci-dessus représente une préparation de poussière de charbon obtenue suivant ce procédé, vue au microscope à contraste de phase. On y distingue les agrégats, demeurés intacts.

La suppression ou la modification des agrégats, dans les méthodes habituelles d'analyse physique des aérosols, peuvent introduire des erreurs considérables. A titre d'exemple, l'analyse d'échantillons d'un même aérosol obtenus sur une membrane cellulosique, sur un filtre soluble en tétrachloronaphtalène ou par précipitation thermique a fourni les résultats suivants, exprimés en nombre de particules ou agglomérats par centimètre cube d'air :

Membrane	15 700
Filtre soluble	30 600
Précipitateur thermique	10 800

Il est toujours possible de dissocier les agrégats en traitant les membranes cellulosiques à la manière des filtres solubles.

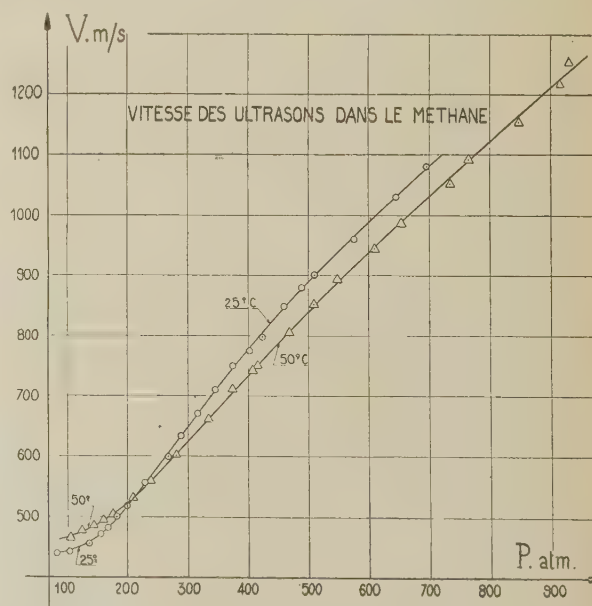
Enfin, préalablement tarées, elles se prêtent à des mesures rapides de concentrations pondérales.

Manuscrit reçu le 24 avril 1953.

VITESSE DES ULTRASONS DANS LE MÉTHANE JUSQU'A DES PRESSIONS VOISINES DE 950 atm.

Par André Lacam,
Laboratoire des Hautes Pressions, Bellevue.

Faisant suite à des mesures de la vitesse de propagation des ultrasons dans les gaz comprimés [1], [2], [3], des recherches analogues viennent d'être effectuées dans le méthane. Utilisant l'appareillage existant, basé sur la méthode de la diffraction de la



lumière [4] des mesures ont été faites pour des pressions comprises entre 100 et 950 atm pour des températures de 25 et 50° C définies à ± 0,05°.

Le gaz employé a été fourni par la Matheson C° (U.S.A.) qui donne un degré de pureté supérieur

à 99 pour 100. Avant son emploi, il a été bidistillé, ce qui m'a permis d'éliminer la presque totalité des hydrocarbures d'ordre supérieur qui forment la majeure partie des impuretés.

Les résultats montrent (*voir* courbes) que la vitesse croît très notablement avec la pression — et ceci d'une façon beaucoup plus importante que pour les corps déjà étudiés — ainsi pour une même pression de 700 atm; la vitesse est de 600 m/s dans l'argon, de 700 m/s dans l'azote et de 1100 m/s dans le méthane. Remarquons aussi que la température a une influence notable : aux pressions relativement peu importantes, la vitesse croît avec la température; cependant cette variation tend à s'atténuer, et pour des pressions supérieures à 220 atm le phénomène s'inverse, la vitesse décroît alors avec la température. Un phénomène analogue avait été signalé pour l'azote [3], alors qu'il ne semblait pas se manifester pour l'argon [1].

Les résultats ont été obtenus avec un quartz oscillant de 10 mm d'épaisseur vibrant sur son harmonique 3. La fréquence observée est voisine de 900 kHz. La précision pour les points les moins satisfaisants est supérieure à 0,9 pour 100.

Manuscrit reçu le 1er mai 1953.

[1] Lacam A. et Noury J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 362-364.

[2] Lacam A. et Noury J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 589-590.

[3] Lacam A. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 000.

[4] Lucas R. et Biquard P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1932, **194**, 2132.

SUR LE RAPPORT γ DES CHALEURS SPÉCIFIQUES DE L'AZOTE SOUS PRESSION.

Par André Lacam,

Laboratoire des Hautes Pressions, Bellevue.

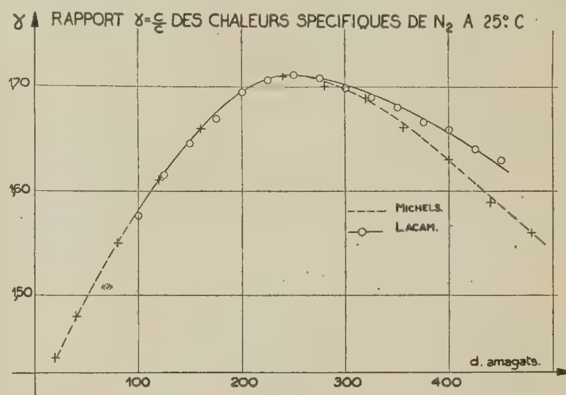
De la mesure de la vitesse des ultrasons dans l'azote jusqu'à 1150 atm [1] par la méthode de diffraction de la lumière [2], j'ai déduit de ces valeurs le rapport $\gamma = \frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques en fonction de la pression à la température de 25° C.

La valeur de γ est déduite de l'équation de Laplace en faisant intervenir le produit pv et la densité d. Les valeurs $\frac{\partial[pv]}{\partial[d]}$ sont obtenues à partir des équations d'états de Michels et ses collaborateurs [3] qui expriment pv sous la forme :

$$pv = A + Bd + Cd^2 + Zd^3 + Dd^4 + Yd^5 + Ed^6 + Fd^7.$$

Les valeurs de la vitesse introduites dans les calculs sont celles de la courbe moyenne des valeurs expérimentales; une précision de l'ordre de 1 pour 100 sur les valeurs de γ peut être admise.

Les résultats obtenus sont comparés (*voir* courbe) à ceux que Michels et ses collaborateurs ont déduits des valeurs de C_p et C_v calculées séparément à partir de leur mesure des compressibilités. Jusqu'à des densités de 300 amagats (450 atm environ), on note une bonne concordance entre les deux séries de résultats, ensuite une divergence apparaît qui s'accentue légèrement avec la pression. Les divers auteurs ayant étudié précédemment l'azote s'accordent à reconnaître que l'azote n'est pas dispersif [4], [5], [6], tout au moins dans le domaine qu'ils ont étudié, c'est-à-dire pour des pressions nettement inférieures à celles auxquelles j'opère. Ainsi que nous l'avions déjà fait remarquer [1], il semblerait donc qu'une légère dispersion se manifeste pour l'azote aux pressions élevées. Dispersion qui devrait être attribuée aux actions



intermoléculaires; d'ailleurs, ce phénomène semble commencer à partir de la valeur maximum atteinte par γ.

Manuscrit reçu le 1er mai 1953.

[1] Lacam A. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 000.

[2] Lucas R. et Biquard P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1932, **194**, 2132.

[3] Michels A., Lunbeck et Wolkers. — Publication of the Van der Walls Fund, n° 115.

[4] Hodge A. H. — *J. Chem. Phys.*, 1937, **5**, 974.

[5] Knudsen V. O. — *J. Acous. Soc. Amer.*, 1931, **3**, 126; 1933, **5**, 112; 1935, **6**, 199.

[6] Oberst H. — *Z. tech. Physik*, 1936, **17**, 580.

MESURES DE POUVOIRS RÉFLECTEURS DE COUCHES MÉTALLIQUES ÉPAISSES (RHODIUM, BERYLLIUM, NICKEL) DANS LA RÉGION DE SCHUMANN

Par Mme Simone Robin,

Laboratoire de Physique-Enseignement de la Sorbonne.

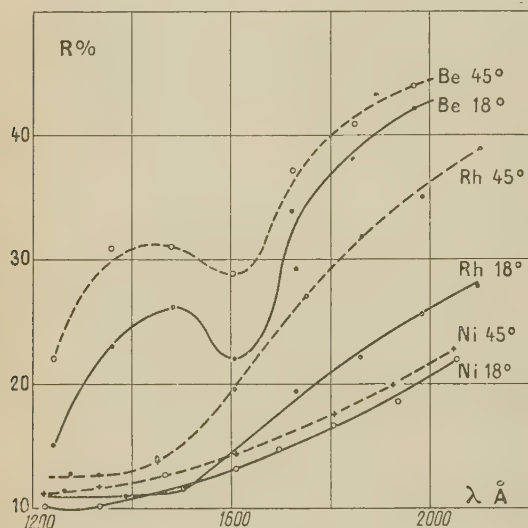
Nous avons exposé dans une précédente publication [1] les résultats relatifs aux couches d'or, platine et chrome (1). Nous avons poursuivi nos

(1) Par suite d'une omission regrettable dans la figure de cette publication, l'échelle à laquelle correspondent les pouvoirs réflecteurs à 45° n'a pas été marquée. L'échelle indiquée correspond aux R à 18° et pour obtenir les R à 45°, il faut diviser les valeurs lues sur cette échelle par 2.

mesures sur des couches de rhodium, beryllium et nickel.

L'appareil utilisé [2] est le même et les mesures de pouvoir réflecteur ont été faites sous les incidences de 18 et 45° avec deux miroirs M_1 et M_2 de même nature.

Le rhodium a été choisi pour son inaltérabilité et son bon pouvoir réflecteur dans l'ultraviolet proche [3]. Nous avons obtenu la couche de rhodium en chauffant sous vide des filaments de tungstène préalablement recouverts d'une couche de rhodium par électrolyse. Les plaques support étaient du verre poli optiquement. Les résultats sont représentés sur la figure. Ils semblent du même ordre de grandeur que ceux déjà indiqués [3] pour la région 2 000-2 500 Å, aucune mesure, à notre connaissance, n'ayant été faite au-dessous de 2 400 Å.



Le beryllium a été obtenu par évaporation sous vide. Les courbes de pouvoir réflecteur présentent un minimum très net vers 1600 Å. Ces résultats sont concordants avec ceux de Sabine [4], bien supérieurs à ceux de Gleason [5], mais totalement différents de la courbe donnée par Miss Banning [6] pour une couche non contaminée par l'air. Celle-ci attribue le minimum de 1600 Å à l'absorption d'une mince couche de tungstène due à une contamination par le filament; cependant Gleason avait opéré par pulvérisation cathodique et, d'autre part, nous n'avons pas observé ce phénomène avec le rhodium.

Le nickel a été également obtenu par évaporation sous vide. La courbe à 18° est très légèrement inférieure à celle de Sabine.

La précision des mesures est toujours de 5 et 10 pour 100 dans les cas les plus défavorables.

Nous avons calculé également les valeurs de R_s^{45} et $\sqrt{R_p^{45}}$ pour ces trois métaux (ce qu'il fallait déjà lire dans la publication [1] au lieu de $(R_s^{45})^2$ et R_p^{45}); les valeurs sont données dans le tableau ci-contre.

La relation $(R_s^{45})^2 = R_p^{45}$ de la théorie électromagnétique semble assez bien vérifiée ici. Comme nous l'avons déjà dit, une discussion plus détaillée sera donnée ultérieurement.

Rhodium.

λ (Å).	R_s^{45}.	$\sqrt{R_p^{45}}$.
1 145	0,20	0,19
1 385	0,18	0,185
1 505	0,25	0,30
1 608	0,31	0,27
1 625	0,30	0,296
1 745	0,41	0,36
1 865	0,47	0,42
1 985	0,49	0,45
2 105	0,50	0,47

Beryllium.

1 240	0,35	0,347
1 360	0,42	0,46
1 480	0,39	0,42
1 720	0,50	0,48
1 840	0,52	0,526
1 960	0,55	0,57

Nickel.

1 220	0,19	0,175
1 340	0,19	0,185
1 460	0,24	0,20
1 608	0,21	0,24
1 695	0,21	0,25
1 815	0,26	0,28
1 935	0,30	0,34
2 055	0,33	0,34
2 175	0,36	0,37

Manuscrit reçu le 4 mai 1953.

[1] Robin Mme S. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 674.
[2] Robin Mme S et Vodar B. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 492.
[3] Coblentz W. W. et Stair R. — *Bur. Stand. J. Res.*, 1939, **22**, 93.
[4] Sabine G. B. — *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 1064.
[5] Gleason P. R. — *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 1929, **15**, 551.
[6] Banning Miss. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1942, **32**, 98.

COMPLÉMENT A L'ÉTUDE DU SPECTRE D'ABSORPTION DE L'OXYDE AZOTEUX SOLIDE DANS LA RÉGION DE SCHUMANN

Par Mme Janine Granier-Mayence
et M. Jacques Romand,
Laboratoire de Physique-Enseignement (Sorbonne).

Dans une Note précédente [1], nous avons donné les résultats obtenus dans l'étude du spectre d'absorption entre 2400 et 1600 Å de l'oxyde azoteux solide à la température de 60° K. Rappelons que la bande observée, dont le maximum est à 1780 Å, correspond à la bande B du spectre du gaz déplacée vers les courtes longueurs d'onde, mais que la région de la courbe comprise entre 2400 et 2000 Å semble indiquer la présence d'une autre bande dont nous n'avions pu préciser l'origine.

Nous avons repris cette étude en utilisant comme réfrigérant l'hydrogène liquide, ce qui nous a permis d'atteindre la température de 20° K, toutes les autres conditions expérimentales restant les mêmes. Nous avons également irradié les couches solides pendant des temps variables allant de quelques minutes à 20 mn.

Entre 2000 et 1600 Å, la bande d'absorption que nous appellerons B comme dans le cas du gaz est peu modifiée par rapport à celle du solide à 60° K; son maximum n'a pas subi de déplacement en longueur d'onde, et en intensité la variation est inférieure à + 15 pour 100. Cette légère augmentation apparente de l'absorption pourrait s'expliquer par la diffusion, car les couches formées à 20° K présentent déjà une légère diffusion dans le visible, alors que celles formées à 60° K sont transparentes.

Cependant, pour des longueurs d'onde supérieures à 2000 Å nous retrouvons le même phénomène que pour les couches formées à 60° K : changement de pente brusque, mauvaise reproductibilité des mesures, variation anormale avec l'épaisseur de la couche.

Par irradiation de la couche, nous avons observé une augmentation générale, assez faible, de l'absorption mais beaucoup plus importante dans la région 2000-2400 Å et plus importante que dans le cas des couches formées à 60° K; dans certains cas on observe même un deuxième maximum vers 2120 Å. L'ensemble des phénomènes observés nous a suggéré que cette absorption entre 2000 et 2400 Å pouvait être due à un produit de dissociation photochimique de l'oxyde azoteux, dont la formation et le pourcentage dépendent essentiellement des conditions d'évolution de la couche; c'est-à-dire d'un ensemble de facteurs mal connus et probablement variables, ce qui expliquerait la mauvaise reproductibilité des observations. Or l'oxyde azotique possède une bande très intense dont le maximum est situé à 2100 Å [2]. Par soustraction de l'absorption produite par un pourcentage de NO de l'ordre de 0,2 pour 100 pour les premières couches non irradiées, on obtient une courbe débutant à 2200 Å avec toujours un maximum à 1780 Å et qui est reproductible d'un spectre à l'autre.

De l'ensemble de ces résultats nous retiendrons que l'absorption anormale observée dans la région 2000-2400 Å ne doit pas appartenir au spectre de l'oxyde azoteux, mais à celui d'un produit de dissociation photochimique, qui peut être l'oxyde azotique. Rappelons à ce sujet que les auteurs ayant étudié la dissociation de N_2O gazeux ont montré que la réaction primaire donnait naissance à N_2 et O_2; nous-mêmes n'avons jamais observé de formation de NO dans le cas du gaz [3], malgré le spectre très intense de ce dernier dans l'ultraviolet lointain. Il n'est pas impossible que la faible mobilité des molécules sur la couche solide à 20° K interdise des réactions qui se produisent plus facilement à 60° K et très facilement dans le cas du gaz. Enfin il n'est pas impossible que nous ayons également formation d'azote et d'oxygène, mais en quantités trop faibles pour être décelées, ces corps ayant un spectre moins intense que l'oxyde azotique.

Signalons pour terminer l'existence dans la région du maximum, vers 1780 Å de quelques fluctuations d'intensité très faibles, séparées par 30 Å environ (950 cm^{-1}). Ces fluctuations ne sont pas dues à un phénomène d'interférence, car leur écartement ne varie pas avec l'épaisseur de la couche. On doit sans doute les rattacher à des fluctuations plus compliquées et plus resserrées observées également dans la région du maximum sur le spectre du gaz.

Manuscrit reçu le 4 mai 1953.

[1] Romand J. et Granier-Mayence J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1023.
[2] Granier-Mayence J. et Romand J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1148.
[3] Romand J. et Mayence J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 998.

MÉTHODE DE MESURE DE LA CONDUCTIBILITÉ INDUITE ET DE L'ÉMISSION SECONDAIRE DES ISOLANTS SOUS BOMBARDEMENT ÉLECTRONIQUE

Par C. Dufour, A. Herpin (¹), J. P. Thomas et G. Wendt,
Laboratoire des Tubes électroniques, Compagnie des Compteurs.

1. On sait que les mesures des propriétés électroniques des couches minces isolantes sont particulièrement délicates. Il est, en effet, difficile de maintenir constant le potentiel de la face bombardée pendant les mesures.

Les méthodes utilisées dans ce but sont différentes suivant qu'il s'agit de mesures d'émission secondaire ou de conductibilité induite.

a. Émission secondaire. — Les mesures et le rétablissement du potentiel de la surface bombardée se font successivement, à une cadence élevée [1], [2], [3].

b. Conductibilité induite. — *Méthode de Pensak* [4]. — Les mesures et le maintien du potentiel par un bombardement électronique auxiliaire de la surface de l'isolant ont lieu simultanément.

Méthode de la triple couche [5], [6]. — Le potentiel de la face bombardée est maintenu fixe par une couche mince métallique, transparente pour les électrons rapides.

2. Le principe de la méthode que nous présentons consiste à bombarder les différents points d'une cible, successivement par un faisceau de mesure et un faisceau rétablissant le potentiel.

La cible est un cylindre de quelques centimètres de diamètre, tournant à une vitesse de l'ordre de 50 t/s devant les deux canons diamétralement opposés; les deux faisceaux fonctionnent en régime continu. On retrouve ainsi pour chaque élément de la surface diélectrique un cycle analogue à celui des méthodes par impulsion, tandis que le courant de mesure reste constant (pour une cible homogène d'épaisseur uniforme).

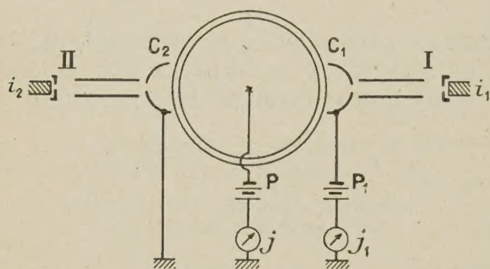
(¹) Actuellement Centre d'Études nucléaires de Saclay, Service de Physique mathématique.

En pratique, l'appareil de mesure indiquera une valeur moyenne pour la cible étudiée.

Nous allons appliquer la méthode aux mesures d'émission secondaire et de conductibilité induite.

3. Émission secondaire. — Le cylindre est recouvert d'une couche isolante assez épaisse pour ne pas être traversée par les électrons du faisceau primaire. Le canon II, à forte intensité, fixe le potentiel de la surface.

Lorsque le canon I, fonctionne seul, l'émission secondaire apparente de la couche est égale à l'unité, de sorte que le courant j_1, du collecteur C_1 est égal au courant i_1. Lorsque les deux canons fonctionnent simultanément, si l'intensité du courant i_2 est suffisante pour rétablir le potentiel de la face avant à



la valeur du potentiel du collecteur C_2, la valeur du courant j_1 est égale à δi_1 pour une polarisation P_1 convenable du collecteur C_1, d'où la mesure de δ, coefficient d'émission secondaire cherché.

4. Conductibilité induite. — Le cylindre est recouvert d'une couche isolante assez mince pour être traversée par les électrons primaires du canon I. Le canon II sert toujours à fixer la surface au potentiel du collecteur C_2 par émission secondaire. Le cylindre métallique est porté au potentiel de polarisation P, de manière à créer un champ électrique dans la couche mince diélectrique. Le canon I, à haute tension, créé la conductibilité induite dans la couche. On mesure le courant j de conductibilité induite qui traverse la couche.

Le rapport de conductibilité induite est

$$\gamma = \frac{j}{i_1}.$$

On peut ainsi étudier γ en fonction de la tension de polarisation P et de la tension d'accélération du faisceau I.

Manuscrit reçu le 7 avril 1953.

[1] Salow H. — *Z. techn. Phys.*, 1940, **21**, 8.
[2] Geyer. — *Ann. Physik*, 1942, **42**, 337.
[3] Barthélemy. — *Onde électrique*, 1950, **30**, 499.
[4] Pensak. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 472.
[5] F. Ansbacher et Ehrenberg — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 362.
[6] Dufour C., Herpin A. et Thomas J. P. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 887.

ERRATUM DE LA LETTRE A LA RÉDACTION

ECHELLE QUANTIQUE DES MASSES, DES LONGUEURS ET DES TEMPS.

Par René Reulos.

(Mai 1953, **14**, 346-347).

Page 347, formule (6), *au lieu de* $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{1}{2}\frac{m_0 c^3}{2\pi e^2}$, *lire* $\nu_0 \frac{c}{\lambda_0} = \frac{m_0 c^3}{2\pi e^2}$,

REVUE DES LIVRES

LAURENT (P.), **Étude des perturbations cristallines produites dans les métaux par des efforts alternés** (1 vol. 27 × 18 cm, 116 pages, *Publications Scientifiques et techniques du Ministère de l'Air*, n° 256, Paris, 1952, 1000 f).

Dans cet Ouvrage M. P. Laurent rend compte des résultats d'un travail original qu'il a poursuivi dans les laboratoires de l'École nationale Supérieure de Mécanique et d'Aéronautique de la Faculté des Sciences de Poitiers.

L'auteur s'est proposé d'étudier le mode de formation et de progression des glissements et des fissures dans les cristaux métalliques sous l'action des contraintes alternées par les méthodes micrographiques modernes (polissage électrolytique).

L'examen micrographique est en effet la méthode la plus simple pour pouvoir examiner les modifications internes du métal à une échelle suffisamment petite, modifications qui se manifestent dès le début de l'essai de fatigue.

L'auteur affirme avec justes raisons que pour pouvoir se rendre maître de la rupture des pièces par fatigue, il est nécessaire avant tout de savoir comment et pourquoi se rompent les métaux travaillant dans ces conditions.

M. Laurent utilise dans ses essais des éprouvettes plates, bandes prélevées dans des tôles et présentant de grandes plages commodes pour les examens micrographiques.

Le choix d'une forme simple pour les éprouvettes a permis à l'auteur de faire des observations dont l'interprétation physique est aisée.

Pour mener à bien cette étude l'auteur a dû construire une machine de fatigue adaptée à ses besoins, c'est-à-dire permettant avec des éprouvettes de tôle mince les essais en :

a. torsions alternées;
b. torsions répétées;
c. torsions ondulées;
d. torsions alternées avec traction fixe;
e. flexions alternées.

La vitesse d'essai de cette machine pouvait varier entre 1000 et 20 000 t/mn.

La partie principale du travail de M. Laurent a porté sur l'étude expérimentale de l'aluminium à la fatigue.

Les essais ont porté sur des séries de dix éprouvettes, taillées toutes les dix dans les mêmes conditions de directions par rapport aux fibres du métal.

Les diverses séries d'éprouvettes essayées ont été taillées dans cinq directions différentes de façon à pouvoir préciser les différences dues à l'orientation des fibres.

Alors que les différences constatées sur la charge de rupture ne sont que de 10 pour 100 au maximum lorsque l'orientation des fibres varie, les nombres d'alternances que peuvent supporter les éprouvettes taillées dans les différentes directions varient beaucoup plus (variation dans un rapport de 50 à 700 pour une même amplitude d'effort appliqué).

Des séries d'essais montrent que cette anisotropie du métal se retrouve dans les divers échantillons de tôle écrouie.

Un autre résultat important fourni par ce travail est la mise en évidence du fait que l'anisotropie constatée sur les tôles écrouies disparaît totalement lorsque l'on prend soin de recuire les échantillons à 400° pendant une heure.

L'auteur a pu montrer que ces résultats étaient généraux car en opérant avec de l'aluminium raffiné on obtient une anisotropie tout à fait analogue et cette anisotropie disparaît également à la suite d'un recuit à 400°.

Dans la deuxième partie de son travail M. Laurent présente l'étude métallographique des modifications de l'état de surface des éprouvettes lamellaires au cours de l'essai de fatigue, étude entreprise pour déceler l'apparition de modifications physiques du métal (mise en évidence de glissements internes, formation de fissures microscopiques).

Pour obtenir le poli parfait nécessaire à cette étude, l'auteur a utilisé le polissage électrolytique (méthode Jacquet).

La pratique montre que pour obtenir de bons résultats, il est nécessaire de supprimer une couche superficielle de 1/100e de millimètre. La suppression de cette couche superficielle est nécessaire pour examiner véritablement l'état physique de la masse du métal.

A la suite de ces essais, l'auteur a pu préciser :

1° *Le mécanisme de la fatigue de l'aluminium écroui.* — *a.* Avec des éprouvettes dont la longueur coïncide avec la direction du laminage (orientation 0°) il constate qu'avec une amplitude de contrainte de cisaillement (dû à la torsion alternée) égale à 5 kg/mm² on voit apparaître des fissures microscopiques dans le sens du laminage vers 200 000 alternances. L'auteur désigne ces fissures sous le nom de bandes de fatigue.

Après 400 000 alternances, on observe l'élargissement des bandes de fatigue et l'apparition de lignes transversales. Ces bandes croissent ensuite progressivement jusqu'à la rupture.

L'auteur a remarqué que cette fissuration semble n'avoir en général aucun rapport avec l'architecture granulaire du métal étudié et qu'elle serait en relations très étroites avec les directions de contraintes de cisaillement maximum.

b. Il a constaté également que le même genre de phénomène apparaît également sur des éprouvettes taillées à 90° de la direction de laminage et pour les éprouvettes taillées à 45°.

2° *Le mécanisme de la fatigue de l'aluminium recuit.* — M. Laurent a constaté que le comportement de l'aluminium recuit soumis à des torsions alternées est totalement différent de celui du même métal écroui.

Ces dernières éprouvettes ont été essayées pendant trois millions d'alternances sous des taux de contraintes respectifs de 440, 535 et 630 g/mm² sans qu'aucune ligne de glissement n'apparaisse à leur surface. A partir de 730 g/mm² on voit apparaître quelques bandes de glissement isolées, bandes qui vont rapidement en augmentant et à une amplitude de 1060 g/mm², les dislocations cristallines sont déjà très importantes.

Enfin si l'amplitude de la torsion alternée augmente encore en atteignant des taux supérieurs à la limite de fatigue, on voit apparaître dès 5 500 alternances la structure cristalline sur la surface de l'éprouvette, cette surface perd alors son poli uniforme du début de l'essai.

Après 280 000 alternances on distingue alors des fissures importantes et très nombreuses, aussi bien dans la direction longitudinale que dans la direction transversale.

En conclusion, on peut dire que les conséquences pratiques de l'étude faite par M. Laurent, sont importantes.

En effet la constatation de l'apparition dès les premières dizaines de milliers d'alternances de l'effort appliqué, sur une éprouvette d'aluminium écroui de bandes de fatigue permet de prédéterminer la rupture par fatigue. En opérant sur plusieurs éprouvettes essayées chacune avec des amplitudes différentes d'effort de torsion on peut, au bout de 6 h seulement, déterminer les éprouvettes qui casseront à la fatigue, donc déterminer rapidement une limite de fatigue sûre.

La même étude faite en soumettant les éprouvettes à des efforts de flexion alternés donne des résultats positifs analogues. On réussit à mettre en évidence les glissements qui se produisent dès le début de l'essai et l'on peut noter l'apparition de fissures microscopiques.

Enfin l'auteur a fait quelques essais sur des éprouvettes de fer commercial Armco travaillant en torsion alternée et a étudié l'influence de divers facteurs sur l'endurance :

1° L'influence de l'orientation de l'éprouvette par rapport

à la direction de laminage, influence qui est trouvée beaucoup moins importante que dans le cas de l'aluminium écroui;

2° L'influence de l'état de surface. Il constate que les éprouvettes polies cassent beaucoup plus vite que les éprouvettes non polies électrolytiquement;

3° Influence de la largeur de l'éprouvette;

4° L'influence de l'élévation de température de l'éprouvette au cours des essais;

5° L'influence de la vitesse d'essai entre 1000 et 1200 t/mn.

Cette étude se termine par les résultats d'essais sur un alliage aluminium-cuivre, avec des éprouvettes de métal recuit et écroui.

En conclusion, dans ce travail, l'auteur a réussi à dégager certaines des lois physiques du mécanisme de la fatigue, qui présentent quelle que soit la nature du métal un certain caractère de généralité.

L'auteur a donc contribué à clarifier les idées sur le processus de fatigue, ce qui n'est pas sans mérite.

A. Langevin.

Shœnberg (D.), **Superconductivité** (1 vol. 14 × 22 cm, viii + 256 pages, Cambridge University Press, 1952, 30 s).

C'est la deuxième édition du livre de D. Schœnberg qui vient de paraître, la première datait de 1938. Une partie a été totalement remaniée pour tenir compte des travaux effectués depuis 1938, elle occupe la moitié du livre environ.

Après une rapide introduction, l'auteur décrit les propriétés magnétiques des superconducteurs, puis les propriétés thermodynamiques et thermiques concernant l'état intermédiaire et la conductibilité. Le chapitre suivant est consacré à la structure de l'état intermédiaire mise en évidence par des considérations théoriques et expérimentales. La profondeur de pénétration d'un champ magnétique dans un superconducteur est étudiée ensuite, les diverses méthodes utilisées pour ces mesures font l'objet de plusieurs paragraphes.

Pour terminer, l'Auteur rappelle l'aspect théorique de la question, il débute par l'exposé de la théorie de London puis par sa généralisation aux corps anisotropes. Il mentionne la théorie de Gorter et Casimir qui, liée à celle de London, élargit le champ des applications théoriques.

Le livre est très clair, il doit intéresser aussi bien les spécialistes de cette question que les autres physiciens.

Dupuy.

Graves (A. C.) et Froman (D. K.), **Techniques diverses de Physique et de Chimie de Los Alamos** (1 vol. 15 × 23 cm, xii + 323 pages, Mac Graw Hill, New-York, 1952, 32 s).

Toutes les techniques décrites sont relatives à la Physique et à la Chimie nucléaire. Voici le contenu des différents chapitres :

Préparation de couches. — Sources de neutrons. — Bétatron modulé. — Modulation et techniques diverses utilisées dans les accélérations d'ions. — Technique du vide. — Méthodes optiques et Instruments.

Le chapitre relatif aux sources de neutrons est le plus important. Le texte est accompagné d'un grand nombre de dessins cotés d'appareils, qui en permettent la réalisation.

Le livre rendra de nombreux services aux travailleurs dans les laboratoires où il a sa place.

Dupuy.

Cook (G. B.) et Duncan (J. F.), **Radiochimie pratique moderne** (1 vol. 15 × 23,5 cm, xx + 407 pages, Oxford Clarendon Press, 1952, 42 s).

Dans les dernières années le nombre des travaux dans le domaine de la radiochimie est considérable; les techniques ont évolué rapidement. Les auteurs ont fait choix des méthodes éprouvées et les décrivent dans ce livre.

Ils commencent par faire un exposé détaillé des facteurs qui interviennent dans les séparations des substances radioactives et de l'emploi des radioéléments dans la recherche chimique.

Le deuxième chapitre concerne les lois de décroissance de l'activité et les équilibres radioactifs, la détermination des périodes, les radiations diverses émises lors des transformations des radioéléments et la détermination de leur énergie.

La mesure des rayonnements par ionisation, compteur de Geiger, électromètres, etc., occupe le chapitre III. Ces mesures sont décrites pour les diverses radiations α, β, γ, neutron.

L'utilisation des compteurs a conduit Cook et Duncan à décrire les montages électroniques sans entrer dans le détail.

Le chapitre suivant traite des aspects physiques et chimiques de la production des radioisotopes.

Le chapitre intitulé Erreurs dans le comptage relatif et absolu aurait pu se trouver à la suite de celui concernant la partie électronique.

La protection du personnel dans un laboratoire où l'on étudie les radioéléments fait l'objet d'un chapitre.

Pour terminer, les Auteurs proposent et décrivent une trentaine d'expériences pour des étudiants.

Cet Ouvrage est très recommandable.

Dupuy.

Reimann (A. L.), **Technique du vide** (1 vol. 15 × 22 cm, ix + 449 pages, Chapman et Hall, Londres, 1952, 50 s).

Ce livre vient après quelques très bons ouvrages sur la question et est lui-même très bon. L'auteur a insisté sur les phénonfènes physiques et chimiques qui interviennent dans cette technique, il décrit les divers procédés utilisés pour obtenir le vide, le mesurer, ainsi que les divers tours de mains d'un emploi fréquent.

Dupuy.

Mott (N. F.), **Éléments de Mécanique ondulatoire** (adaptation française, par Y. Cauchois), (1 vol. 13,5 × 22 cm, 152 pages, Éditions de la *Revue d'Optique*, Paris, 1953).

Le dessein de l'auteur, qui est un des spécialistes de cette question, se trouve dans ces quelques mots qu'il a écrit dans une préface de l'édition française : « Il est à peine possible de faire de la Physique sans l'aide de la Mécanique ondulatoire, mais qui veut devenir physicien ne doit pas s'en tourmenter ».

Il a cherché à aider les étudiants. Ce petit traité doit être considéré comme donnant un premier aspect de la Mécanique ondulatoire. Il est très intéressant.

Les sept chapitres qui le composent sont intitulés : Les équations différentielles de la Mécanique ondulatoire; L'équation d'onde de Schrödinger; groupes d'onde et principe d'incertitude; États stationnaires; Le problème de plusieurs corps; Probabilité de transition; Développements relativistes et problèmes nucléaires.

Dupuy.

Le Gérant : Maurice Blondin. 143153 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1953.